This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.

+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.

+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.

+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

NEDL TRANSFER
HN 4PPE M

KF 24430

BOUGHT WITH
THE INCOME FROM
THE BEQUEST OF
ICHABOD TUCKER,
OF SALEM, MASS.
(Class of 1791.)

27 Feb. 1885.

Begleitschreiben.

Hochgeehrter Herr!

Gern erfülle ich Ihren Wunsch, Ihre Arbeit beim meteorologischen Publicum einzuführen; sind Sie ja doch ein Mitglied unserer meteorologischen Gesellschaft seit deren Gründung und mit den Fortschritten der Meteorologie während der jüngsten Zeit vollkommen vertraut. Die in unserer meteorologischen Zeitschrift niedergelegten Abhandlungen und Referate haben Ihnen ja auch die Anregung zu der vorliegenden Arbeit gegeben. Sie haben sich mit derselben die grosse und schwierige Aufgabe gestellt, hauptsächlich für jene meteorologischen Vorgänge, welche man gegenwärtig gern dem Begriffe der „dynamischen Meteorologie" unterstellt, eine mathematische Begründung zu liefern und alle Erscheinungen aus einigen einfachen Principien abzuleiten.

Bei Ihrer Uebung in der Lösung mechanischer Probleme, die Sie sich während Ihres langjährigen Lehrberufes erworben haben, konnte es wohl nicht fehlen, dass Ihre Bemühungen auch von Erfolgen begleitet waren. Es kann aber wohl Niemand erwarten, dass es Ihnen überall geglückt sein möchte, die Naturerscheinungen selbst in ihrem vollen Umfange in Angriff zu nehmen; ist man ja doch bei viel einfacheren physikalischen Vorgängen genöthiget, Beschränkungen und Abstractionen einzuführen, wenn man sie der mathematischen Analyse zugänglich machen will. Um wie

~~Mat 194~~
~~PhG 5208.83~~
KF 24430
FEB 17 1888
Tucker fund.

Uebersetzungsrecht vorbehalten.

Begleitschreiben.

Hochgeehrter Herr!

Gern erfülle ich Ihren Wunsch, Ihre Arbeit beim meteorologischen Publicum einzuführen; sind Sie ja doch ein Mitglied unserer meteorologischen Gesellschaft seit deren Gründung und mit den Fortschritten der Meteorologie während der jüngsten Zeit vollkommen vertraut. Die in unserer meteorologischen Zeitschrift niedergelegten Abhandlungen und Referate haben Ihnen ja auch die Anregung zu der vorliegenden Arbeit gegeben. Sie haben sich mit derselben die grosse und schwierige Aufgabe gestellt, hauptsächlich für jene meteorologischen Vorgänge, welche man gegenwärtig gern dem Begriffe der „dynamischen Meteorologie" unterstellt, eine mathematische Begründung zu liefern und alle Erscheinungen aus einigen einfachen Principien abzuleiten.

Bei Ihrer Uebung in der Lösung mechanischer Probleme, die Sie sich während Ihres langjährigen Lehrberufes erworben haben, konnte es wohl nicht fehlen, dass Ihre Bemühungen auch von Erfolgen begleitet waren. Es kann aber wohl Niemand erwarten, dass es Ihnen überall geglückt sein möchte, die Naturerscheinungen selbst in ihrem vollen Umfange in Angriff zu nehmen; ist man ja doch bei viel einfacheren physikalischen Vorgängen genöthiget, Beschränkungen und Abstractionen einzuführen, wenn man sie der mathematischen Analyse zugänglich machen will. Um wie

viel mehr muss dies bei so complicirten Naturvorgängen gestattet sein, wie es die Witterungserscheinungen sind. Aber selbst wo die deductiv abgeleiteten Resultate keine unmittelbare Anwendung in der Natur finden, weil die Bedingungen sich in Wirklichkeit niemals so einfach gestalten, wie jene es sind, die den Schlussreihen zu Grunde gelegt werden müssen, sind sie doch von hohem Interesse und von Werth für den Fortschritt der Wissenschaft, indem sie unsere Einsicht in das Wesen der Erscheinungen vermehren und uns die Wege bahnen, auf denen wir wohl im Laufe der Zeiten zum umfassenden Verständnisse derselben gelangen werden.

Darum zweifle ich nicht, dass die vorliegende Arbeit ein dankbares und anerkennendes Publicum finden werde.

Mit grösster Hochachtung

Ihr ergebenster

J. Hann.

Inhalt.

Seite

Einleitung.

§ 1. Das Mariotte-Gay-Lussac'sche Gesetz als meteorologisches Grundgesetz 1

§ 2. Der allgemeine Auftrieb der Atmosphäre 6

§ 3. Verschiedenheit des Auftriebes ist mit dem Gleichgewichte der Atmosphäre verträglich 13

§ 4. Der Erwärmungswinkel als Ursache des Windes 19

§ 5. Der aufsteigende Strom und die feuchten Luftströme . . . 27

§ 6. Abgelenkte Winde 33

§ 7. Die beiden Hauptregionen der Atmosphäre, dann Störungen der Luftdichte im Allgemeinen 36

§ 8. Nähere Beschreibung der Störungen und Windsysteme im Allgemeinen 40

§ 9. Bewegungsgesetz des gradientenlosen Windes 49

§ 10. Das Windsystem der Passate und die Luftcirculation der angrenzenden Breiten 56

§ 11. Fortsetzung 62

§ 12. Bewegungsgesetze des axialen Windes 71

§ 13. Der barometrische Gradient für einströmende und das Mass für ausströmende Winde 76

§ 14. Axiale Windsysteme 85

§ 15. Fortschreiten der Windaxen 93

§ 16. Fortsetzung 98

§ 17. Temperatur- und Wärmeverhältnisse der Winde 107

§ 18. Atmosphärische Gezeiten 117

Einleitung.

„Das Endziel der Naturwissenschaften ist, die allen Veränderungen zu Grunde liegenden Bewegungen und deren Triebkräfte zu finden, also sich in Mechanik aufzulösen."
H. Helmholtz.

So bewunderungswürdig der Bienenfleiss der Meteorologen und so staunenswerth die Fortschritte auch sein mögen, welche die von ihnen geschaffene junge Wissenschaft in verhältnissmässig kurzer Zeit gemacht hat, so sind doch die wissenschaftlichen Fundamente, auf denen dieser geistige Bau der Neuzeit ruhen und dauernde Festigkeit gewinnen soll, noch immer nicht geschaffen, geschweige denn vollendet.

Damit soll keineswegs behauptet werden, dass die Theorie nicht versucht hätte, mit den Errungenschaften der Praxis gleichen Schritt zu halten; allein die Fragen, deren sie sich vornehmlich bemächtigte, waren zufällig von solcher Beschaffenheit, dass ihre gehörige Klarstellung vorerst die Beantwortung anderer die Grundlagen der Meteorologie betreffenden Fragen erfordert hätte. Um nur ein Beispiel hiefür anzuführen, brauchen wir blos in Erinnerung zu bringen, dass die Theorie sich mit Vorliebe die Bewegungsgesetze des Windes zum Vorwurfe gewählt habe. Konnte man aber eine zweifellose und endgiltige Erledigung dieses Gegenstandes erwarten, ehevor die Ursache der Horizontalität des Windes, welche er in Ermanglung von Hindernissen jederzeit strenge einzuhalten strebt, gehörig ergründet war? Diese Umkehrung im Vorgange mag wohl einem ausgezeichneten deutschen Gelehrten die Veranlassung zur Bemer-

§ 1. Das Mariotte-Gay-Lussac'sche Gesetz als meteorologisches Grundgesetz.

Die als zunächstliegend erscheinende Ursache aller Witterungsänderungen sind die Luftbewegungen. Will man aber den Grund dieser letzteren genau erkennen, so muss man vor Allem die Bedingungen zu erforschen suchen, unter welchen die vollständige Ruhe der Atmosphäre möglich wäre.

Man pflegt sich die Antwort hierauf gewöhnlich leicht zu machen. Wenn die Temperatur auf der ganzen Erdoberfläche unveränderlich gleich wäre, und wenn auch die übrigen Niveauflächen der Atmosphäre, jede für sich, die gleiche Temperatur besässen, wenn endlich die Temperaturabnahme nach oben überall weniger als 1^0 C. auf 101 m. betrüge, dann müsste innerhalb der Atmosphäre allerorten Ruhe herrschen.

Das lässt sich nun allerdings nicht in Abrede stellen; allein es frägt sich, ob es nicht Abweichungen von dieser regelmässigen Temperatursvertheilung gebe, welche ebenfalls mit dem Gleichgewichte der Atmosphäre verträglich erscheinen; und im Bejahungsfalle: wie sich diese mit dem Gleichgewichte verträglichen Störungen von jenen unterscheiden, welche eine Bewegung der Luft im Gefolge haben müssen.

Von dieser letzteren wissen wir, dass sie sich theils in auf- und niedersteigenden Strömen, theils als Wind äussere. Für jene pflegt man ziemlich allgemein die verticale Richtung als die vorherrschende anzunehmen, obwohl die Frage noch offen ist, ob diese Strömungen nicht vielleicht stets schiefe Richtungen einhalten müssen. Vom Winde weiss man wenigstens aus der Erfahrung, dass er — sofern nicht Erhebungen des Bodens ihn ablenken — stets horizontal ströme; und man pflegt dies wie eine selbstverständliche Sache anzunehmen, obwohl es Jedem auffallen sollte, dass Störungen, welche sich

in annähernd verticaler Richtung ereignen, ohne besonderen Grund ihr Correctiv in vorwiegend horizontalen Bewegungen der Luft finden sollten.

Wir haben uns im Nachstehenden das zu behandelnde Materiale zwar derart angeordnet, dass wir im Allgemeinen Fragen statischer vor jenen dynamischer Natur zu beantworten versuchen werden; finden uns aber bemüssiget, von dieser Ordnung hier ausnahmsweise abzuweichen, indem wir schon jetzt das nächstliegende Motiv des Windes berühren.

Wenn wir von der Vertheilung des Druckes und der Wärme, wie sie nach grossem Massstabe auf der Erdoberfläche stattfindet, für einen Augenblick absehen, und für eine örtliche Störung annehmen, dass die der letzteren angehörigen Isobaren und Isothermen derart coincidiren, dass der höheren Temperatur überall auch der geringere Luftdruck entspricht, so wäre es (aber nur unter diesen Voraussetzungen) vollkommen richtig, die Isobaren als allein massgebend für die Windesrichtung anzusehen. Da aber der Verlauf der Isothermen von jenem der Isobaren jederzeit mehr oder weniger abweicht, so wirken neben den letzteren auch die ersteren mitbestimmend auf die Windesrichtung, und wir werden derart nothwendig auf ein drittes System von Linien, die Isosteren oder die Linien gleicher Luftdichte, geführt, welche — wie der § 12 rechnungsmässig erweisen wird — die eigentlichen Niveaulinien für die Windbewegung darstellen. Der Wind strebt also im Allgemeinen von Oertlichkeiten, wo die Luft verdichtet ist, nach solchen in gleicher Höhenlage, wo sie verdünnt erscheint.

Diese Anschauung ist eben nicht mehr ganz neu. Schon der verstorbene Director der Wiener meteorologischen Centralanstalt, Dr. Jelinek, muss diese Ueberzeugung gehabt haben, sonst würde er (m. s. österr. meteor. Zeitschr., B. IX., S. 118) nicht vorgeschlagen haben, statt des barischen einen Dichte-Gradienten in Anwendung zu bringen.

Für Karten, welche die vorherrschenden Winde der ganzen Erde darstellen, würde es sich daher weit mehr empfehlen, die Windpfeile statt in Verbindung mit den Isobaren in eine solche mit Isosteren zu bringen. Ebenso würden sich die Isosteren für Darstellungen von Stürmen u. dgl., dann für synoptische

Karten weit besser eignen, als die Isobaren, weil jene Linien nicht blos einseitig dem Drucke, sondern auch gleichzeitig der Temperatur der Luft gehörig Rechnung tragen. Noch mehr würden sich jedoch für synoptische Darstellungen die Dichte-Isanomalen, d. h. jene Linien empfehlen, welche die Orte mit gleichen Abweichungen von der jeweiligen mittleren Luftdichte mitsammen verbinden; denn ganz präcise ausgedrückt, strebt eigentlich der Wind aus solchen Gegenden, wo sich die Luft zu dicht, nach solchen, wo sich dieselbe zu dünn gegen die jeweilige mittlere Luftdichte erweist.

Die Luftdichte lässt sich jederzeit aus dem Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetze berechnen, welches bekanntlich lautet:

1) $$\frac{p}{s\,T} = c\,,$$

wobei p den Druck, s die Dichte und $T = 273^0 + t$ die absolute Temperatur der Luft, endlich c eine Constante bedeutet. Nimmt man p in Kilogrammen auf den Quadratmeter, s in Kilogrammen eines Kubikmeters und t selbstverständlich in Graden nach Celsius, so ist nach Zeuner auf Grundlage der Regnault'schen Werthe $c = 29{,}272$.

Dass dieses Gesetz wirklich in der freien Atmosphäre überall Giltigkeit besitze (vorausgesetzt, dass die Quecksilbersäule die für Temperatur, Capillarität, Höhe und geographische Breite entfallenden Correcturen erlitten und bei Abnahme der Lufttemperatur die gehörige Vorsicht geherrscht habe), beweisen unsere barometrischen Höhenmessungen, für welche sich die Grundformel eben so aus dem combinirten M.-G.-L. Gesetze ableiten lässt, wie aus dem einfachen Mariotte'schen Gesetze mit nachträglicher Berücksichtigung der Lufttemperatur, welch' letzterer Vorgang jedenfalls der minder strenge ist.

Vorerst haben wir bekanntlich, wenn h die fragliche Höhe bedeutet, $dp = -s.dh$, und wenn wir hierin den Werth für s aus 1) einsetzen:

2) $$\frac{dp}{p} = -\frac{dh}{c\,(273^0 + t)}\,.$$

Dieser Ausdruck ist integrabel, wenn entweder t constant angenommen, oder aber als Function von h ausgedrückt wird,

Da aber bekanntlich die thermische Höhenstufe sehr veränderlich ist, ja zuweilen sogar sich umkehrt, so erscheint es zur Erlangung eines brauchbaren Resultates vorzuziehen, t constant und gleich dem Mittelwerthe der oberen und unteren Station, d. h. $t = {}^1/_2 (t_1 + t_2)$ anzunehmen.

Stellen wir jetzt noch statt der Pressungen die ihnen proportionalen (reducirten) Barometerstände b und B in dem aus 2) abgeleiteten Integrale ein, und adaptiren wir dasselbe für gemeine Logarithmen, so wird

$$18400{,}8 \left(1 + 0{,}003665 \frac{t_1 + t_2}{2}\right) log \frac{b}{B} = h.$$

Um nun den Vergleich mit der Rühlmann'schen Formel durchzuführen, nehmen wir in dieser die Luft trocken, die verticale Höhe nicht bedeutend, unfern des Meeres und unter 45° geogr. Breite gelegen, wornach wir erhalten:

$$18400{,}2 \left(1{,}00157 + 0{,}003675 \frac{t_1 + t_2}{2}\right) log \frac{b}{B} = h.$$

Der Vergleich beider Grundformeln spricht zu Gunsten unserer Behauptung.

Es entsteht nun noch die Frage, ob bei Anwesenheit grösserer Feuchtigkeit in der Luft das M.-G.-L. Gesetz noch verwendbar sei?

Nach einem bekannten Gesetze ist bei diffusen Gasen der Druck des Gemenges gleich der Summe der Pressungen der einzelnen Gase desselben; und nach Dalton gilt dieses Gesetz nicht blos für permanente Gase, sondern auch für Dämpfe. Bezeichnen wir nun für ein Gemenge von atmosphärischer Luft und Wasserdampf den Gesammtdruck mit p, den Dampfdruck mit p_1, die zu diesen Pressungen gehörigen Dichtigkeiten aber mit s und s_1, wobei die letzteren durch das Gewicht eines Kubikmeters ausgedrückt erscheinen, so wird — zwar vielleicht nicht das ganze Gemenge — aber sicher die atmosphärische Luft für sich allein das M.-G.-L. Gesetz einhalten; demgemäss können wir nach 1) schreiben:

$$\frac{p - p_1}{(s - s_1) T} = c \quad \text{oder auch:} \quad \frac{p\left(1 - \frac{p_1}{p}\right)}{s\left(1 - \frac{s_1}{s}\right) T} = c.$$

Wenn also für jede Temperatur $\frac{p_1}{p} = \frac{s_1}{s}$ wäre, d. h. wenn auch der Wasserdampf das M.-G.-L. Gesetz beobachten würde, so könnte gegen die stricte Giltigkeit des letzteren für feuchte Luft keine Einwendung erhoben werden. Nun ist aber bekannt, dass Wasserdampf in einem Raume, welcher nicht mit demselben gesättiget ist, das M.-G.-L. Gesetz nur annähernd befolge, und dass die Abweichungen von demselben um so grösser werden, je mehr die Temperatur desselben sich dem Thaupunkte nähert.

Diese Abweichungen sind indessen nicht so bedeutend, dass sie bei dem relativ geringen Antheile Wasserdampf, welchen selbst gesättigte Luft enthält, der Anwendbarkeit des M.-G.-L. Gesetzes wesentlichen Eintrag thun würden. Als Beweis für diese Behauptung kann dienen, dass unter den barometrischen Höhenformeln, welche den Stand des Hygrometers nicht berücksichtigen, die Laplace'sche sehr zufriedenstellende Resultate liefert, und sie unterscheidet sich in nichts anderem von den das Hygrometer berücksichtigenden Formeln, als dass sie einen mittleren Feuchtigkeitszustand in der Atmosphäre annimmt, und demnach statt des Magnus'schen Ausdehnungs - Coefficienten $= 0{,}003665$ für trockene Luft einen solchen $= 0{,}004$ für feuchte Luft schon in ihrer Grundformel einsetzt. Behält man aber wegen Bequemlichkeit in der Ausdrucksweise den Begriff der absoluten Temperatur bei, so ist dann diese selbstverständlich nicht mehr durch $273^0 + t$, sondern wegen des geänderten Ausdehnungs-Coefficienten durch $T = 250 + t$ auszudrücken.*) Ueberhaupt gewinnt aber dann die M.-G.-L. Formel nach Einführung der Regnault'schen Werthe nachstehende Gestalt

$$3) \qquad \frac{p}{s\,T} = 31{,}965, \quad \text{d. i.} \quad \frac{b}{s\,T} = 3{,}0531\,,$$

worin $T = 250^0 + t$ zu nehmen, und unter b der nach den früheren Andeutungen gehörig reducirte Barometerstand in Millimetern zu verstehen ist.

*) Selbstverständlich ist hier der Werth $T = 250^0 + t$ nicht im Sinn der Carnot'schen Function, sondern nur als Rechnungsgrösse aufzufassen, welche im Allgemeinen die Luftdichten genauer liefert, als die übliche M.-G.-L. Formel.

In dieser Form kann das M.-G.-L. Gesetz allerorten im Luftkreise zur Beurtheilung der meteorologischen Zustände verwendet werden, wo die Luft ruhig ist, oder vom Winde nur horizontal bewegt erscheint; und zwar letzteres deshalb, weil ein horizontaler Bewegungswerth unmöglich eine verticale Componente liefern kann, welche allerdings einen ausserhalb des Rahmens dieses Gesetzes fallenden Einfluss auf das Barometer üben würde.

Bei einem Winde also, welcher durch Erhebungen des Bodens genöthiget wird, von seiner horizontalen Richtung bedeutender abzuweichen, sowie in auf- und absteigenden Luftströmen ist dieses Gesetz weniger zutreffend, eventuell auch gar nicht verwendbar, und man wird sich dann zur Beurtheilung des Sachverhaltes nach anderen Lehrsätzen umsehen müssen, wie sie die Mechanik und insbesondere die mechanische Wärmetheorie an die Hand geben.

Gleichwohl bleibt dem M.-G.-L. Gesetze ein so weitausgedehntes Gebiet offen, und findet sich so häufige Gelegenheit zur Anwendung desselben, dass kaum ein anderes Gesetz in diesen Beziehungen mit ihm zu rivalisiren vermag; es verdient daher in Wahrheit den Namen eines meteorologischen Grundgesetzes.

§ 2. Der allgemeine Auftrieb der Atmosphäre.

Bekanntlich wird die Beschleunigung der Schwere G für die wechselnde geographische Breite φ ausgedrückt durch den Werth:

$$G = g\,(1-0{,}002623\ \cos\ 2\,\varphi)\,,$$

wobei g die Beschleunigung der Schwere unter 45^0 bedeutet.

Weiters wird angenommen, dass die Luftdichte s der jeweiligen Beschleunigung der Schwere proportional sei; deshalb werden beispielsweise die den Barometerformeln entnommenen Höhen noch mit dem Factor $(1-0{,}002623\ \cos\ 2\,\varphi)$ multiplicirt. Wenn dies wirklich so wäre, so hätten wir, wenn wir unter σ die Luftdichte von 45^0 verstehen:

4) $$s = \sigma\,(1-0{,}002623\ \cos\ 2\,\varphi).$$

Wir wollen jetzt auf die nähere Prüfung dieses Werthes eingehen.

Unter Auftrieb der Luft verstehen wir jene Kraft, welche im Vereine mit der Vertical-Componente der Fliehkraft der Schwere entgegenwirkt, und hiedurch die örtliche Dichte der Luft bewerkstelliget. Er besitzt daher nothwendig eine vertical aufwärtsgehende Richtung. Obwohl nun der Auftrieb als eine gegenseitige Abstossung der Luftmoleküle sich vorstellen lässt*), mithin von anderer Natur ist, als die Schwere und die Centrifugalkraft, so lassen sich doch diese Kräfte zusammensetzen, weil sie in ihrer Wirkung sämmtlich auf die Aenderung der Luftdichte abzielen. Diese ist somit anzusehen als das Ergebniss der Schwerkraft, abzüglich der Vertical-Componente der Fliehkraft und abzüglich des örtlichen Auftriebes.

Wäre nun die Formel 4) richtig, so müsste der Auftrieb allerorten dasselbe Verhältniss einhalten, wie die algebra'sche Summe der beiden anderen Kräfte, d. h. er müsste von den Polen gegen den Aequator genau in jenem Verhältnisse abnehmen, in welchem die Eingangs mit G bezeichnete jeweilige Beschleunigung der Schwere abnimmt

Zur Controle dieser Annahme kann das M.-G.-L. Gesetz dienen, weil es ebenfalls Werthe für die Luftdichte s und zwar unter allen Umständen, bei welchen die Anwendung desselben zulässig erscheint, in einer nicht anzuzweifelnden Ziffer ergibt. Um aber die Mittelwerthe von s für die verschiedenen Breitengrade vorerst der nördlichen Hemisphäre zu erhalten, müssen die betreffenden Mitteltemperaturen und die zugehörigen mittleren Barometerstände bekannt sein. Erstere besitzen wir aus dem Nachlasse Dove's, letztere war aber der Verfasser bemüssiget erst zu berechnen, wobei er die Jahres-Isobarenkarte zur Grundlage wählte, welche in A. Buchan's Werke: „the mean pressure of the Atmosphere" (Edinburgh 1869, P. II) enthalten ist.

Der Vorgang, welcher hiebei beobachtet wurde, und der eine gleichmässige Aenderung des Druckes zwischen zwei benachbarten Isobaren zur Grundlage nahm, war mit Bezugnahme auf die (ideale) Fig. 1 folgender.

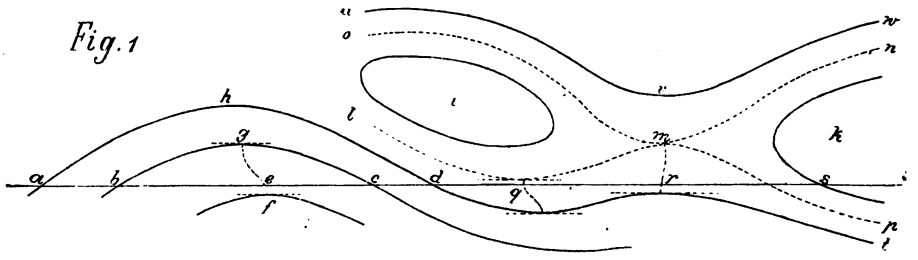
Es stellt ax ein Stück des Parallels dar, für welchen der mittlere barometrische Druck zu ermitteln kömmt. Für die

*) Diese Vorstellungsweise dient selbstverständlich nur als Hilfsmittel und soll gegen die moderne Moleculartheorie der Gase nicht verstossen.

Strecken ab und cd konnte das Mittel aus den Pressungen der Isobarenstücke bgc und ahd genommen werden. Für die Strecke bc wurden an den correspondirenden Scheitelpunkten f und g kurze Parallele zu ax gezogen und die wahrscheinliche Trajectorie fg ermittelt; das Verhältniss der Stücke ef und ge derselben ergab sonach den wahrscheinlichsten Druck in e, und das Mittel aus diesem und der dem Isobarenstücke bgc zugehörigen Pressung den für die Strecke bc in Rechnung zu nehmenden Druck.

Standen sich zwei in sich zurückkehrende Isobaren bei i und k einander gegenüber, so wurden vorerst die Curven von mittlerer Lage lmo und pmn ermittelt, welche in m nothwendig mit ihren Spitzen zusammenstossen mussten. Für diese Hilfscurven konnte angenommen werden, dass ihnen auch das

Fig. 1



arithmetische Mittel aus den Pressungen der Isobaren hdt und uvw einerseits, dann der geschlossenen Isobaren bei i und k anderseits als Pressung angehöre. Hierauf wurden die Pressungen bei q und r mit Hilfe der zugehörigen Trajectorien ganz in ähnlicher Weise berechnet, wie früher der Druck in e, und bei Feststellung der Trajectorie für r der Punkt m als Ausgangspunkt genommen. Schliesslich wurde für die Strecke dq das Mittel aus den Pressungen bei d und q, ferner für die Strecke qr jenes aus den Pressungen in q und r, endlich für die Strecke rs das Mittel aus den Pressungen bei r und s als zugehöriger Druck angenommen. So wurde fortgefahren, bis die Länge jedes Parallels erschöpft war. Der Mitteldruck eines jeden Parallels ergab sich am Ende durch Ansetzung des bedingten arithmetischen Mittels. Jede abgesonderte Strecke eines Parallels wurde durch den zugehörigen Druck multiplicirt, und die Summe dieser Producte durch die Gesammtlänge des

Parallels getheilt, wobei man sich selbstverständlich zur Erhebung aller Längenmasse eines willkürlichen Massstabes und der Loupe bediente.

Die nachstehende Tabelle enthält die so erhaltenen Mittelpressungen der Parallelkreise nebst den Mitteltemperaturen derselben nach Dove*); endlich die nach Formel 3) vorigen Paragraphs sich ergebenden Luftdichten, jedoch in Relativzahlen ausgedrückt, und die Luftdichte unter 45° als Einheit hiefür genommen.

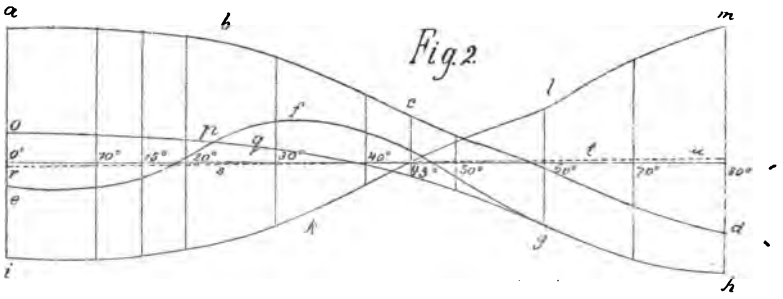
Geogr. Breite	0°	10°	15°	20°	30°
Mittl. Barom.-Druck in Millimeter . .	759,9	759,9	760,3	761,2	762,8
Mittl. Temperatur .	26,5	26,6	26,2	25,2	21,0
Relat. Luftdichte nach der M.-G.-L. Form.	0,9358	0 9355	0,9373	0,9418	0,9584
Dieselbe nach Formel 4)	0,9974	0,9975	0,9977	0,9980	0,9987
Differenz dieser Dichten.	- 0,0616	- 0,0620	- 0,0604	- 0,0562	- 0 0403

Geogr. Breite	40°	45°	50°	60°	70°	80°
Mittl. Barom.-Druck in Millimeter . .	762,3	761.5	760,3	758,2	756,6	756,1
Mittl. Temperatur .	13,6	9,3	5,4	- 1,0	- 8,9	-14,0
Relat. Luftdichte nach der M.-G.-L. Form.	0,9847	1	1,0137	1,0368	1,0686	1,0909
Dieselbe nach Formel 4)	0,9995	1	1,0005	1,0013	1,0020	1,0025
Differenz dieser Dichten.	- 0,0148	0	0,0132	0,0355	0,0666	0 0884

Die vorletzte Zeile zeigt noch die nach der Formel 4) berechnete relative Luftdichte, für welche also wieder $\sigma = 1$ anzunehmen war, und die letzte Zeile die Differenz zwischen den nach den zwei verschiedenen Formeln berechneten Luftdichten. Die Werthe der Tabelle schreiten von 10 zu 10 Längengraden fort, und es wurde ausser einer Colonne für die Werthe von 45° noch eine solche für die Werthe von 15° eingeschaltet,

*) Dove's Angaben wurden in Ermanglung des Originals Mohn's Meteorologie entnommen, und die Temperaturen für 15° und 45° interpolirt.

weil zu erwarten war, dass in dieser Breite weder der auf- noch der niedersteigende Zweig des Passatwind-Systemes den Barometerstand wesentlich alteriren würde, und daher hiefür zutrauenerweckende Resultate in Aussicht standen. Von hier weiter südlich sowie weiter nördlich bis in Nähe des 45. Grades oder vielleicht noch darüber hinaus stand zu erwarten, dass die verticalen Geschwindigkeits-Componenten der Luft auf den Barometerstand einen mehr oder minder merkbaren Einfluss äussern würden.



Um die aufgeführten Zahlenwerthe besser überblicken zu können, wurden dieselben in Fig. 2 durch Curven für eine nach Breitengraden gleichmässig fortschreitende Abscisse ausgedrückt. Da es sich bei allen Curven nicht um Darstellung absoluter, sondern relativer Werthe handelte, so wurden die Ordinaten nach willkürlichen Massstäben, und zwar jene für die Temperatur ohne Abzug, jene für die Barometerstände und Luftdichten aber unter Abzug je eines constanten Werthes aufgetragen, welcher für die ersteren 761 mm., für die letzteren das Zehntausendfache der rechtseitigen letzten Ziffern beträgt.

Die Curve *abcd* bezieht sich auf die von Dove gegebenen Durchschnitts-Temperaturen der Parallelen. Es zeigt sich, dass dieselben in der heissen Zone gegen *N* langsamer abnehmen, als in der gemässigten und kalten.

Die Curve *efgh* betrifft die mittleren Barometerstände in verschiedenen Breiten. In der Einsenkung derselben beiläufig vom Punkte *p* bis *e* zeigt sich deutlich die Wirkung des aufsteigenden Aequatorialstromes, und in der Erhebung *pfg* die Wirkung der nächst des nördlichen Wendekreises niedersteigenden Luftströme auf das Barometer. Wären diese Strömungen

nicht vorhanden, so würde die barometrische Curve etwa durch die Linie *oqgh* dargestellt werden; sie würde somit einen ähnlichen Verlauf zeigen, wie die früher erwähnte Temperatur-Curve; sowohl die Barometerstände als die Temperaturen würden also beiläufig vom 10. Breitengrade angefangen gegen *N* fortwährend abnehmen, und diese Erscheinung somit nicht blos auf die gemässigte und kalte Zone beschränkt sein.

Obwohl erst der § 8 sich eingehender mit den Beziehungen zwischen dem Gange des Thermometers und jenem des Barometers befassen wird, so können wir doch schon jetzt den Grund dieser Erscheinung im Allgemeinen einsehen. Die Dichte der Luft ändert sich örtlich wohl nach den Jahreszeiten, aber im Durchschnitt mehrerer Jahre muss sie örtlich einen constanten Werth zeigen, und demnach muss auch das grosse Durchschnitts-Volum jenes Theiles der Atmosphäre, innerhalb dessen sich die meteorischen Vorgänge abwickeln, dasselbe verbleiben. Wird aber ein constantes Volum Luft erwärmt, so steigt mit der Temperatur gleichzeitig die Pressung, und wird es erkältet, so fällt mit dem Thermometer auch das Barometer. Dieser Schluss auf unsere Atmosphäre übertragen, setzt freilich voraus, dass dieselbe allerorten in gleicher Höhe über dem Meere auch gleiche Dichte besitze; allein obwohl dies nicht ganz der Fall ist, so sind doch die gegenseitigen Abweichungen in der Luftdichte zu geringfügig, um dieses Gesetz umzustossen und nur die perennirend auf- und niedersteigenden Luftströme vermögen dasselbe stellenweise zu maskiren.

Was speciell die Luftdichte anbetrifft, so zeigt die Curve *iklm* ihre allmälige Zunahme gegen den *N*-Pol auf Grundlage des M.-G.-L. Gesetzes, während die punktirt angedeutete Curve *rstu* die Ergebnisse der Formel 4) zur Anschauung bringt. Obwohl in letzterer nur die Beschleunigung der Schwere und die Vertical-Componente der Fliehkraft berücksichtiget wurden, subsumirt sie doch im Stillen, dass auch die zugehörigen Auftriebe der Luft als die dritte Art mitbestimmender Kräfte im Verhältnisse der dortigen Werthe *s* stehen, mithin der Auftrieb von dem Pole gegen den Aequator allmälig, wenn auch sehr langsam, abnehme. Aus dieser geringfügigen Aenderung des Auftriebes, wie solche die Formel 4) voraussetzt, ziehen wir den

Schluss, dass die Dichte-Curve *rstu* sehr wenig in ihrem Verlaufe geändert werden würde, wenn der Auftrieb der Luft auf der ganzen nördlichen Hemisphäre gleich gross wäre, dass somit auch in diesem Falle die Dichte-Curve *iklm* des M.-G.-L. Gesetzes immer noch sehr beträchtlich von ihr abweichen müsste. Diese ungleich stärkere Verdichtung der Luft nächst den Polen und ihre ungleich stärkere Verdünnung nächst des Aequators, wie sie nach dem zuletzt berührten Gesetze wirklich besteht, kann aber nur in der ungleich starken Erwärmung der Atmosphäre und in der hieraus resultirenden ungleichen Stärke ihres Auftriebes begründet sein. Wir können daher als Ergebniss unserer Schlussreihe folgenden Satz aussprechen:

Jene abstossend gedachte Molecularkraft, welche wir mit dem Namen des „atmosphärischen Auftriebes" bezeichneten, nimmt von den Polen gegen den meteorologischen Aequator allmälig, aber nicht unbeträchtlich zu, und entsprechend dem M.-G.-L. Gesetze nimmt auch die Luftdichte nach gleicher Richtung in einem bedeutend stärkeren Grade ab, als man bisher anzunehmen geneigt war.

Drei Kräfte also sind es, welche die örtliche und zeitliche Luftdichte bestimmen: Die Beschleunigung der Schwere, eine Componente der Fliehkraft und der Auftrieb, welche sämmtlich in verticaler Richtung wirken. Obwohl also die jeweilige Luftdichte zunächst nur nach einer Richtung normirt wird, so liegt es doch bekanntlich in der Natur aller Gase, dass sie dieselbe Dichte gleichzeitig nach allen Richtungen einhalten müssen.

Das eben ausgesprochene Gesetz wurde zwar zunächst für die unterste atmosphärische Schicht ermittelt. Wie aber der § 7 nachweisen wird, muss es (allerdings in grosser Höhe) eine Schicht geben, welche in den verschiedenen Breiten keine Temperatursunterschiede der Luft mehr zeigt, und gegen diese Schicht hin werden sich die Unterschiede in den Werthen des Auftriebes und der Dichte der Luft immer mehr und mehr vermindern, in ihr selbst endlich der Auftrieb constant werden und daher auch die Luftdichten hier nahezu mit den aus Formel 4) resultirenden Werthen übereinstimmen.

Man könnte uns einwenden, dass das M.-G.-L. Gesetz in Gegenden, welche perennirend auf- und absteigende Luftströme besitzen, nicht mehr strenge Giltigkeit besitze, und daher die Luftdichten, welche sich aus demselben für die Breiten von 0^0 bis 15^0, dann von etwa 20^0 bis 50^0 und vielleicht noch etwas darüber hinaus berechnen, auszuscheiden gewesen wären; allein, wenn wir auch dieser Forderung willfahren, so bleiben uns doch noch Werthe genug, um das oben angeführte Gesetz mit voller Sicherheit erweisen zu können.

Die Werthe der südlichen Halbkugel wurden deshalb nicht in unsere Betrachtung einbezogen, weil sie auf sparsameren und minder verlässlichen Daten beruhen und weit mehr hinter dem Pole zurückbleiben, als auf der nördlichen Hemisphäre. Da aber hier der Verlauf der Isobaren, insbesondere jener für das ganze Jahr, ein viel regelmässigerer ist, so lässt sich ein Vergleich auch ohne umständliche Construction und Rechnung leicht durchführen. Wäre der Auftrieb der Luft in allen südlichen Breiten annähernd derselbe, so würde sich auch die Luftdichte nur wenig ändern, und es würden dann nach dem M.-G.-L. Gesetze sehr nahezu 3 mm. Aenderung im Barometerstande auf jeden Grad Temperatursänderung entfallen. Vergleicht man nun eine Isothermen- mit einer Isobarenkarte, welche beide für das ganze Jahr gelten, und ermittelt man etwa vom 10. Grade bis zum südlichsten Breitengrade, zu welchem die Angaben noch reichen, die auf den Temperatursgrad durchschnittlich entfallende Aenderung im Barometerstande, so wird man finden, dass letztere nicht einmal die Hälfte des früher angegebenen Werthes erreiche, ein Beweis, dass das aufgestellte Gesetz auch für die südliche Hemisphäre giltig sei.

§ 3. Verschiedenheit des Auftriebes ist mit dem Gleichgewichte der Atmosphäre verträglich.

Wir wollen nun untersuchen, ob es etwa der (verticale) Auftrieb sei, welcher bedeutendere atmosphärische Strömungen veranlassen könne.

Zu diesem Ende denken wir vorerst die Erde ruhend, die Temperatur auf der Erdoberfläche überall gleich gross und allerorten gegen oben gleichmässig abnehmend, in dieser Abnahme

aber nirgends unter der Höhenstufe von 101 m. für 1^0 C. zurückbleibend. Die isothermischen, wie die isobarischen Flächen werden hier rund um die Erde reichende Kugelschalen bilden, und ebenso die isosterischen Flächen, da die Luft in gleichen Entfernungen von der Erdoberfläche gleich dicht sein wird.

Aber auch dieser Ruhezustand der Atmosphäre ist ohne allgemeinen Auftrieb nicht denkbar, nur wird derselbe jetzt an allen Punkten der Erdoberfläche, sowie in jeder Niveaufläche der Atmosphäre gleich gross sein und im Allgemeinen der Schwere entsprechend, von unten gegen oben abnehmen.

Nun denken wir uns aber, dem früher entwickelten Gesetze gemäss, den allgemeinen Auftrieb derart, dass er am Aequator in allen Höhenlagen der Atmosphäre am grössten sei, gegen die Pole hin (so wie überall auch nach der Höhe) nach einem bestimmten Gesetze abnehme. So lange der Uebergang aus dem früheren in den neuen Zustand dauert, werden allerdings Bewegungen der Atmosphäre stattfinden; aber diese werden fast ausschliesslich die verticale Richtung einhalten, weil die bewegenden Kräfte diese Richtung besitzen. Da letztere also keine horizontale Componente liefern, können (horizontale) Winde an diesen Bewegungen auch keinen Antheil haben.

Sobald aber der neue Auftrieb überall einen festen Werth erreicht hat, wird auch die Bewegung der Lufttheilchen alsbald enden und Ruhe eintreten, wonach sich derselbe allerorten mit den Wirkungen der Schwere in's Gleichgewicht gesetzt haben wird.

Wir werden dann zur Auffindung der Niveau- oder isobarischen Flächen dieser Ruhelage einen Ausdruck $f(x, y, z) = C$ haben, worin die Function f von der Art der Vertheilung des Auftriebes abhängig sein muss, und die Constante C für jede dieser Flächen einen anderen Werth besitzt.

Für Flüssigkeiten und Gase haben wir ferner

$$dp = s\,(Xdx + Ydy + Zdz),$$

worin p den Druck, s die Dichte, dann X Y und Z die auf die gleichnamigen Axen projicirten Beschleunigungen darstellen; ein Unterschied besteht nur darin, dass s für Flüssigkeiten constant angenommen werden kann, während für Gase $s = \varphi\,(p, t)$, d. h. gleich einer Function von Druck und Temperatur ist.

Für Niveauflächen ist aber p constant, folglich

$$X\,dx + Y\,dy + Z\,dz = o;$$

demnach auch unserer Deduction zufolge

$$\int X\,dx + Y\,dy + Z\,dz = f(x, y, z) = C;$$

somit ist das unter dem Integralzeichen stehende Differentiale jedenfalls ein vollständiges.

Die Erde ruht jedoch nicht, sondern sie dreht sich und es wäre daher immerhin denkbar, dass die hiedurch geweckten Fliehkräfte in ihren horizontalen Componenten jene Kräfte liefern, denen die Winde ihre Bewegung verdanken.

Um hierüber Aufschluss zu erlangen, benützen wir die bekannte Gleichung für rotirende Flüssigkeiten und Gase:

$$5) \qquad dp = s\,(X\,dx + Y\,dy + Z\,dz + w^2\,x\,dx + w^2\,y\,dy),$$

worin für Gase wieder $s = \varphi\,(p, t)$ ist, und w die (constante) Winkelgeschwindigkeit bedeutet.

Für die Niveauflächen der Gleichgewichtsfigur, welche nunmehr, nachdem die Umdrehungsgeschwindigkeit einen constanten Werth erreicht hat, gegenüber dem mitrotirend gedachten Coordinatensystem zum Vorschein kommen soll, haben wir somit die Gleichung:

$$X\,dx + Y\,dy + Z\,dz + w^2\,(x\,dx + y\,dy) = O.$$

Da nun nicht blos die ersten drei Addenden dem Früheren zufolge ein vollständiges Differential liefern, sondern dies auch bei den zwei letzten der Fall ist, mithin der ganze Ausdruck integrabel erscheint, so ist dies ein Beweis, dass eine solche Gleichgewichtsfigur möglich sei, folglich auch thatsächlich bestehen müsse, sobald die Umdrehungsgeschwindigkeit einmal constant geworden.

Den Vorgang haben wir uns hiebei folgendermassen vorzustellen:

Sobald bei der ruhend gedachten Erdatmosphäre der Auftrieb am Aequator wächst und gegen die Pole hin stetig abnimmt, werden die isothermischen, isobarischen und isosterischen Flächen, welche früher Kugelflächen waren, auseinandertreten; die beiden ersteren werden sich nach der Erdaxe kürzen und nach der Aequatorsebene erheben, die isosterischen Flächen aber umge-

kehrt nach der Erdaxe sich verlängern, nach der Aequatorsebene aber gleichsam einschrumpfen.

Beginnt nun die Erde mit ihrer Atmosphäre sich zu drehen, so werden Auftrieb und Centrifugalkraft, beide zusammen, die genannten drei Flächengruppen noch weiter und insolange deformiren, bis die Umdrehungsgeschwindigkeit ebenso wie allerorten der Thermometer- und Barometerstand, einen festen Werth erlangt hat. Von diesem Zeitpunkte an wird jede Bewegung aufhören und die neue Gleichgewichtsfigur der Atmosphäre platzgreifen. Die Durchschnitte aber, welche die Gruppen der isothermischen, isobarischen und isosterischen Flächen mit der Erdoberfläche bilden, liefern die gleichnamigen Linien derselben und diese würden nur dann einer Veränderung unterliegen, wenn sich örtlich der Auftrieb, somit auch der Thermo- und Barometerstand ändern würde. Die Luftbewegungen, welche aber hiebei entstehen würden, müssten in fast ausschliesslich verticaler Richtung vor sich gehen, eben weil die Aenderungen im Auftriebe ausschliesslich nur in dieser Richtung erfolgen.

Wenn wir aber dennoch weithin horizontal fortgehende Winde beobachten, so muss die Ursache derselben in einem anderen Umstande, als in dem Wechsel der Barometerstände zu suchen sein, obwohl nicht in Abrede gestellt werden soll, dass diese paarweise gruppirt (also in Form eines bar. Gradienten) als Messungsmittel eines durch wesentlich andere Umstände herbeigeführten Windes verwendet werden können.

Es sei uns gestattet, das eben Besprochene an einem Beispiele zu illustriren. Man denke sich ein Windrohr mit einer Verengung und Erweiterung und Manometern an den drei verschiedenen Querschnitten. An der verengten Stelle wird das Manometer am tiefsten, an der erweiterten am höchsten stehen und im Normalprofile einen mittleren Stand zeigen. Die Unterschiede der Manometerstände werden als Mittel für Berechnung der Geschwindigkeits-Aenderungen des Windes benützt werden können; allein Niemand wird behaupten wollen, dass sie die Ursache derselben seien; sie sind im Gegentheile nur eine Folge der Geschwindigkeitsänderungen des Windes. Die eigentliche Ursache der letzteren ist in dem Bestreben der Luft zu suchen, ihren Zusammenhang zu wahren; daher sie

denn auch engere Querschnitte schneller durchströmen muss, als weitere. Gleichzeitig werden aber auch gewisse Aenderungen im Wärmezustande der strömenden Luft vor sich gehen, und zwar wird sich dieselbe in der Verengung des Rohres genau um jenes Wärmeäquivalent abkühlen, welches dem Arbeitszuwachse entspricht, und in der Erweiterung desselben wird sich der Wind genau um jenes Mass erwärmen, welches dem aus der Verzögerung der Bewegung entspringenden Arbeitsgewinne angehört (wobei wir selbstredend von den Wirkungen der Reibung, welche ebenfalls Wärme erzeugt, vorläufig absehen). Für die innerhalb eines Rohres bewegte Luft können aber betreffs der an ihre Fortbewegung geknüpften Bedingungen keine anderen Naturgesetze als für den freien Wind gelten; daher denn auch bei der Untersuchung dieses letzteren die Anforderungen der Continuität in erste Linie zu stellen, und diesen alle übrigen Rücksichten (einschlüssig jener auf die veränderlichen Wärmezustände) unterzuordnen sind.

Bei Behauptungen, welche, wie die vorstehende, herrschend gewordene Anschauungen so bedeutend zu modificiren streben, ist es rathsam, dem theoretischem auch noch empirische Beweise anzufügen.

In den arctischen Gegenden der alten und neuen Welt wurden wiederholt weite Gebiete beobachtet, in denen die Luft stark erkaltet und das Barometer einen entsprechend hohen Stand erreicht. Wäre nun wirklich der Unterschied in den Barometerständen die Ursache der Winde, warum verhält sich dort die Luft oft wochen-, ja monatelang ruhig, warum stürzt sie nicht sogleich in Form vehementer Winde hinaus gegen Depressionen, welche niemals mangeln? Die Antwort auf diese Frage ergibt sich nach unserer Theorie in sehr einfacher Weise. Solche barometrische Maxima verdanken ihre Entstehung einer kräftigen Wärmeausstrahlung des Bodens, also einer verticalen Aenderung des Auftriebes, der keinerlei andere Componente zur Seite steht. Unter solchen Umständen kann aber nach unserer Deduction, wenn keine anderen Kräfte neu hinzutreten, auch keine seitliche Bewegung der Luft, also kein Wind erfolgen. Ganz anders verhält sich aber die Sache, wie wir später ausführlich darlegen werden, bei den barometrischen Minimis.

Wenn wir nun erwiesen zu haben glauben, dass die Verschiedenheiten im Auftriebe, da dieser stets in verticaler Richtung thätig ist, für sich allein mit dem Gleichgewichte der Luft verträglich seien, so kann immerhin noch die Frage aufgeworfen werden, von welcher Art und Intensität die Luftbewegungen sein müssten, welche durch Aenderungen im Auftriebe herbeigeführt würden. Wir haben schon erwähnt, dass bei dem Umstande, als die Kraftänderung eine verticale Richtung einhält, auch die Luftbewegung in gleicher Richtung vor sich gehen müsse. Diese würde aber bei allmäliger Auftriebsänderung so sanft sein, dass sie bei stabiler Anordnung der Luftschichten, oder so lange deren labiles Gleichgewicht nicht gestört würde, in der untersten Luftschicht nicht empfunden und nur an den Instrumenten nachgewiesen werden könnte. Würde aber im letzteren Falle die thermische Höhenstufe unter jenes Minimum herabsinken, welches noch mit dem Gleichgewichte der Luft verträglich ist, dann müsste sich die untere zu stark verdünnte Luft unter Einhaltung von schraubenförmigen Windungen mit grösster Heftigkeit erheben, und im gleichen Masse müsste sich nebenan, oder vielleicht manchmal in Form eines äusseren Ringes die obere Luft herabbewegen. Der Querschnitt und die Höhe der aufsteigenden Sturmsäule würde von der Ausbreitung der Störung nach den drei räumlichen Richtungen bestimmt werden, und beide könnten denkbarer Weise sehr bedeutende Dimensionen erreichen.

Wir besitzen solche Erscheinungen auf der Oberfläche der Erde in den Tromben und bei grösserem Querschnitte in den Tornados, welche somit reine Auftriebstürme ohne, oder doch mit sehr beschränkter (horizontaler) Windkraft darstellen*).

Der Vollständigkeit halber wollen wir schliesslich noch die Gleichung der isosterischen Flächen entwickeln, weil uns dieselben für die theoretische Meteorologie von besonderer Wichtigkeit zu sein scheinen.

---

*) In der Photosphäre der Sonne dürften alle Stürme dieser Art sein, weil die Ausstrahlung überall radial ist; wenigstens scheinen die Protuberanzen und manche Erscheinungen nächst den Sonnenflecken dies anzudeuten.

Entwickeln wir aus dem M.-G.-L. Gesetze $\frac{p}{s\,T} = c$ den Werth von dp und setzen wir ihn in die obige Gleichung 5) ein, so kommt bei Berücksichtigung, dass $T = 250^0 + t$ ist:

$$c.dt + c(250^0 + t)\frac{ds}{s} = X dx + Y dy + Z dz + w^2(x dx + y dy).$$

Für die isosterischen Flächen ist $ds = o$; der rechtsseitige Theil der Gleichung aber ist nach dem Früheren überhaupt integrabel, sonach $= F(x, y, z)$; wir erhalten somit für diese Flächen:

$$c\,(t - t_0) = F(x, y, z) - F(x_0\, y_0\, z_0).$$

Der letzte Addend stellt hier eine Constante vor, welcher die Temperatur t_0 correspondirt. Denkt man sich überall die Temperatur constant, also $t = t_0$, so geht die isosterische Fläche in die isobarische über, für welche $F(x, y, z) = C$ ist; wir können daher auch $F(x_0\, y_0\, z_0) = C$ setzen, und erhalten schliesslich

$$c\,(t - t_0) + C = F(x, y, z).$$

Je mehr daher innerhalb der isosterischen Fläche die Temperaturen differiren, umsomehr weicht dieselbe auch von der zugehörigen isobarischen oder Niveaufläche ab.

§ 4. Der Erwärmungswinkel als Ursache des Windes.

Nachdem also weder die Wirkungen der Fliehkraft, noch die Aenderungen im Thermometer- und Barometerstande uns den Schlüssel zur Auffindung der dem Winde zu Grunde liegenden Kraft an die Hand geben, so sehen wir uns genöthiget, behufs Auffindung dieser räthselhaften Kraft einen anderen Weg einzuschlagen. Wir knüpfen daher wieder an unsere Erklärung jener Maxima an, welche ihre Entstehung der Bodenausstrahlung verdanken.

Bei diesen Maximis fanden wir, dass aus der Ausstrahlung derselben, welche als eine negative Aenderung des Auftriebes anzusehen kommt, sich keine horizontale Kraft, folglich auch kein Wind entwickeln könne. Wie aber verhält es sich bei der Bildung der Depressionen oder Minima? Wirkt hier auch die Erwärmung etwa vertical? Keineswegs, denn die Sonnenstrahlen

fallen ja bekanntlich unter einem Winkel $90^0 + \delta - \varphi$ ein, wobei φ die geographische Breite und δ die (nördliche oder südliche) Declination der Sonne bedeuten. Nennen wir die erwärmende Kraft der Sonne P, so wird sie durch die Schwerkraft, welche auf die Moleküle und die darüber lagernden Theilchen der Luft jederzeit in verticaler Richtung wirkt, und welche wir uns um die verticale Componente der Fliehkraft vermindert zu denken haben, förmlich gezwungen, sich in die beiden Componenten

$$6) \qquad A = P \cos(\varphi - \delta), \quad W = P \sin(\varphi - \delta)$$

zu zerlegen, von welchen die erstere der stets verticale Auftrieb, die letztere aber die lange gesuchte Windkraft ist, welche also nothwendig eine horizontale Richtung besitzen muss.

Der Auftrieb wird anfänglich von der Schwerkraft gleichsam im Zaume gehalten, der Windkraft pflegt sich aber kein solches Hinderniss in den Weg zu stellen, daher sie sich in der Regel frei entfalten kann.

Aus dem Anblick der ersteren Formel in 6) ergibt sich nunmehr von selbst, weshalb der Auftrieb, namentlich im Winter, vom Aequator gegen die Pole ziemlich rasch abnehme, während die zweite Formel das umgekehrte Verhalten der Windkraft erweist.

Man kann sich hier die erwärmende Kraft P wieder als eine abstossend wirkende Molecularkraft vorstellen, welche aber unter dem Erwärmungswinkel $90^0 - \varphi + \delta$ thätig ist. Würden wir dieselbe ihrem absoluten Werthe nach kennen, so wäre es ein Leichtes, Auftrieb und Windkraft in jedem einzelnen Falle zu berechnen; so aber können wir nur mit vieler Wahrscheinlichkeit aussprechen, dass P zwar mit der Insolation zusammenhänge, aber zunächst dem Wärmezuwachse, welchen der Boden und die auflagernden Luftschichten in der Zeiteinheit erhalten, proportional sein werde. Demgemäss können auch im Winter trotz des ungünstigeren Erwärmungswinkels kräftige Depressionen entstehen.

Es springt in die Augen, dass die Windkraft sich in dem barometrischen Gradienten nicht kundgeben könne; denn die

Barometerstände geben bei Wind nur die senkrecht auf die Windlagen, daher vertical sich kundgebenden Luftpressungen; die (horizontale) Windkraft jedoch kann in dieser Richtung keine Componente liefern.

Dagegen muss sich die Windkraft bei gleichen Gradienten in der verschiedenen Stärke der nördlichen und südlichen Winde äussern, und zwar wird sich nach obiger Formel 6) für die nördliche Hemisphäre die Stärke der nördlichen Winde umsomehr steigern, je höher die Breite und je kälter die Jahreszeit ist, jene der südlichen Winde aber sich in eben demselben Masse vermindern.

Würde sich der Erdkörper in Ruhe befinden, so müsste sich nach länger dauernden Beobachtungen, oder besser noch aus den Monatsmitteln der Windstärken gleicher Gradienten, denen eine längere Reihe von Beobachtungsjahren zu Grunde läge, der Unterschied derselben auf der Windrose in nord-südlicher Richtung ergeben. Da aber die Erde sich dreht, so setzt sich die örtliche Rotationsgeschwindigkeit mit der der vermehrten Windstärke entsprechenden Geschwindigkeit zu einem Parallelogramme zusammen, dessen Resultirende und somit auch jene der grösseren Windstärke um so weiter gegen E abgelenkt erscheinen wird, in je niedrigeren Breiten der Beobachtungsort gelegen ist.

Gleichzeitig wird auch der zweiten Formel in 6) zufolge der Unterschied der Windstärken zwischen den nördlichen und südlichen Winden um so geringer erscheinen, eine je geringere geographische Breite dem Beobachtungsorte zukommt und je grösser die Declination der Sonne ist.

Es ist wohl möglich, dass das Vorstehende, obwohl es die Frucht langer Bemühungen ist und durch möglichst haltbare Beweise zu stützen versucht wurde, bei flüchtiger Durchlesung als eine am Gelehrtentisch ausgeheckte Fiction erscheine; dagegen erlauben wir uns aber die Thatsache zu constatiren, dass nicht wir, sondern zwei hervorragende Meteorologen: Dr. A. Sprung und W. Cl. Ley, deren hieher zielende Abhandlungen nebst kurzen Auszügen in der öst. meteor. Zeitschrift, Bd. XVI, S. 357 und 534 citirt erscheinen, die Entdecker der Windkraft seien; uns gebührt nur das Verdienst, eine bisher räthselhaft gebliebene

Erscheinung durch eine zutreffende Theorie in's rechte Licht gesetzt zu haben.

Dazu kommt noch, dass durch unsere Theorie der Windkraft, ungeachtet wir später noch mehrfache Anwendung von derselben machen werden, schon jetzt eine Fülle von Thatsachen, wie sie die ausübende Meteorologie gesammelt und welche bisher entweder gar nicht oder nur mangelhaft erklärt werden konnten, plötzlich entschleiert erscheinen. Wir wollen eine Reihe derselben vorführen.

Vor Allem erklärt sich das ruhigere und gleichsam passive Verhalten der Maxima in sehr ungezwungener Weise, wobei wir aber die Calmen der Wendekreise, welche später besonders erörtert werden sollen, ausdrücklich ausnehmen. Jene Maxima für sich allein würden in keinem Falle das Gleichgewicht der Atmosphäre stören und nur die Minima sind es, von denen die Initiative der Bewegung ausgeht. Durch die Windkraft entstehen zwischen beiden in jeder einzelnen Horizontalschicht der unteren Atmosphäre Spannungsunterschiede, welche die Luft in nothwendig horizontaler Richtung vom Maximum zum Minimum drängen. Ist nun die Resultirende dieser Spannungsunterschiede nicht hinreichend gross, um die entgegenstehenden Bewegungshindernisse zu überwinden, so bleibt das Maximum in Ruhe, wie dies namentlich in höheren Breiten des Winters sich öfter ereignet, und das Minimum engagirt sich dann nach anderer Seite. Im Gegenfalle aber wird das Maximum vom Minimum zum Windaustausche förmlich gezwungen, und das erstere tritt dann um so lebhafter in die Action ein, je grösser der Dichteunterschied zwischen beiden, je kälter also die Jahreszeit und je mehr nördlich das Maximum vom Minimum gelegen ist. Daher die grössere Kraft der aus nördlichen Gegenden kommenden Winde, insbesondere in den höheren Breiten und im Winter, und daher auch die grössere Häufigkeit und Kraft der Stürme in der gemässigten und kalten Zone zu dieser Jahreszeit. (M. s. die Windkraftformel oben unter 6.)

Im Sommer aber ist der Spannungsunterschied zwischen den Maximis und Minimis in jeder Horizontalschicht der Atmosphäre viel geringer, die Winde sind daher viel mässiger, oder gelangen bei grösseren Bewegungshindernissen gar nicht zum

Durchbruche. Es ist nämlich zu dieser Jahreszeit nach der zweiten Formel in 6) wegen positiver Declination der Sonne die Windkraft weit geringer und sind daher insbesondere die aus den nördlichen Gegenden kommenden Winde viel mässiger. Der Sommer erscheint daher den übrigen Jahreszeiten gegenüber als die Zeit relativer Ruhe.

Dabei können sich die Winde, soferne sie nicht durch Bodenerhebungen abgelenkt werden, nur horizontal bewegen, weil die ihnen zu Grunde liegende Kraft, die Windkraft, eine streng horizontale Richtung besitzt; wo sie also mit anders gerichteten Strömungen in Verbindung stehen, kann dieser Uebergang nur durch verhältnissmässig kurze Bögen vermittelt werden, nicht aber durch weitausgreifende Krümmungen, wie man dies gewöhnlich abgebildet findet. Eine Ausnahme tritt nur für die Passate in Nähe des Aequators ein, weil hier sich die Windkraft der Null nähert.

Durch das Herandrängen der Winde gegen ein Minimum wird ein aufsteigender Strom geschaffen, indem der Auftrieb, welcher für sich allein dem Gleichgewichte der Luft nicht abträglich wäre, hiedurch einen Kraftzuwachs bekommt, der ihn aus seinen Banden frei macht, und ihm nunmehr gestattet, als bewegende Kraft aufzutreten. In gleichem Masse aber muss sich beim Maximum, mit welchem das Minimum die Winde tauscht, ein herabsteigender Strom bilden. Ohne Winde gäbe es daher (Störungen des labilen Gleichgewichtes ausgenommen) keine auf- und absteigenden Ströme in der Atmosphäre.

Auch betreffs der Stürme gewährt unsere Theorie überraschende Aufklärungen.

Der Charakter der Stürme wird wesentlich durch das Verhältniss zwischen Auftrieb und Windkraft bestimmt. Wo eine dieser Componenten gänzlich mangelt oder an Werth sehr herabsinkt, fehlen die nothwendigen Bedingungen für Bildung einer Sturmsäule. Daher kann sich wenige Grade vom meteorologischen Aequator entfernt keine eigentliche Cyklone entwickeln, und zeigen sich höchstens Tornados, in welchen der geringe Werth der Windkraft keine ausgesprochenere Ausbildung nach horizontaler Fläche gestattet. Aus demselben Grunde enden auch Stürme, welche sich hoch nach dem Norden bewegen, weil hier der

durch die Sonnenwärme geschaffene Auftrieb ebenfalls gänzlich endet, oder doch allzusehr herabsinkt; man kennt kein Beispiel, dass eine nach dem Norden entwichene Sturmsäule auf der anderen Seite der Hemisphäre wieder gegen niedrigere Breiten herabgekommen wäre.

In den niedrigeren Breiten überwiegt nach den Formeln 6) der Auftrieb die Windkraft und bedingt dadurch den Charakter der dortigen Cyklonen. Da das Aufsteigen der Luft nicht etwa blos im mittleren Theile, sondern (wie wir später darthun werden) innerhalb der ganzen Sturmsäule geschieht, so stehen die durch den Auftrieb verursachte mittlere Geschwindigkeit der aufsteigenden Luft und der Querschnitt der Sturmsäule in einem verkehrten Verhältnisse. Je stärker also der Auftrieb, um so grösser unter übrigens gleichen Umständen die Geschwindigkeit der Luft, sowohl der aufsteigenden als der in die Wettersäule eindringenden, um so kleiner der Querschnitt der letzteren, um so enger treten die Isobaren und Isosteren zusammen, um so stärker wachsen daher die Gradienten, und um so turbulenter geberden sich diese Drehstürme.

Die emporsaugende Kraft des Auftriebes bewirkt zuweilen hochgehende Sturmfluthen, welche über benachbarte Küsten hereinstürzend oft weit grössere Verheerungen bewirken, als die Sturmwinde selbst. Wir könnten diese Cyklonen, da ihr Charakter vornehmlich durch einen starken Auftrieb bestimmt wird, auch Auftriebsstürme benennen. Gerade ein kleiner Querschnitt vermag diese Stürme oft sehr gefährlich zu gestalten, wie dies nicht selten bei den ostasiatischen Taifuns der Fall ist. Verschwindet endlich die Windkraft gegen den Auftrieb beinahe gänzlich, so kommen Tornados zum Vorschein, wie wir dies schon oben besprachen.

Wesentlich anders erweisen sich die Stürme höherer Breiten. Sie besitzen zu allen Jahreszeiten einen geringeren Auftrieb als die Cyklonen wärmerer Gegenden, breiten sich daher dementsprechend in der Horizontalebene weit mehr aus, zeigen demnach im Allgemeinen nicht so engliegende Isobaren und Isosteren und demgemäss auch schwächere Gradienten. Nicht selten geschieht es daher sogar, dass sie blos einseitig als Stürme ausgebildet erscheinen, während sie auf den übrigen

Seiten nur lebhaftere Winde zeigen. Die Windkraft verstärkt auch bei den Stürmen selbstverständlich zu allen Jahreszeiten die zwischen N und E hereinbrechenden Winde und schwächt die zwischen S und W wehenden, thut dies aber vornehmlich im Winter (wegen der negativen Declination der Sonne in der Windkraftformel 6). Die Sturmfluthen dieser Orkane entstehen durch die stauende Wirkung der Winde, und nicht durch die hebende des Auftriebes, der hier viel zu gering ist, um sich einem viel schwereren Elemente gegenüber fühlbar zu machen; sie wirken daher auch im Allgemeinen weit weniger zerstörend, als die Sturmfluthen der tropischen Cyklonen. In allen Beziehungen treten also bei den Stürmen höherer Breiten die Wirkungen des Auftriebes in den Hintergrund, und ertheilt ihnen die Windkraft, als eigentliche Urheberin fast aller Luftbewegungen, ihr charakteristisches Gepräge; man könnte sie daher ganz passend zum Unterschiede von den Cyklonen oder Auftriebstürmen auch Windkraftstürme benennen.

In Betreff der Jahreszeiten, welche die Stürme vornehmlich begünstigen, haben wir schon erwähnt, weshalb es die kältesten Monate seien, in welchen die zuletzt behandelten Stürme am kräftigsten und wohl auch am häufigsten auftreten. Die Cyklonen aber, welche zwischen den Wendekreisen entstehen, werden — da sie Auftriebstürme sind — sich am häufigsten und kräftigsten gerade umgekehrt in den Monaten entwickeln, wo die Sonne das Zenith passirt, somit die Bildung des Auftriebes am meisten begünstiget. Es sind das übereinstimmend mit der Theorie erfahrungsgemäss der Frühling und der Herbst.

Passirt eine Cyklone den Wendekreis, um in höhere Breiten vorzudringen, so muss sie mehr und mehr den Charakter eines Auftriebsturmes abstreifen und allmälig jenen der weiter polwärts gelegenen Stürme annehmen. Sie wird daher, wie auch die Erfahrung bestätigt, ihren Umfang fortwährend vergrössern.

Anderweitige Folgerungen, die wir noch aus unserer Theorie ziehen könnten, wollen wir späteren Paragraphen vorbehalten, wo sich dieselben besser einfügen lassen werden; nur über die bisherigen Erklärungsweisen der Entstehung der Stürme mögen uns noch einige Worte gestattet sein.

Es ist noch nicht lange her, als man darüber verschiedener Meinung war, ob die Stürme aus der Bewegung entgegengesetzt wehender Winde, oder durch Erwärmung der Luft bei gleichzeitiger Dampfentwicklung entstehen. Wir gestehen offen, dass die erstere Frage für uns stets von sehr untergeordneter Bedeutung war. Entstände wirklich durch ein paar solcher Winde, z. B. durch einen Passat und einen entgegengesetzt wehenden Monsun ein solcher Luftwirbel, woher nähme er aus den streng horizontal wirkenden Windkräften die vertical oder schief aufwärts wirkende Kraft, welche den Luftstrom nach oben trüge? Entweicht aber kein Luftstrom nach oben, so kann auch keine Luft von der Seite eindringen. Wir ständen also dann vor einem Luftwirbel, dessen Theilchen sich, wie eine längst verlassene Theorie annahm, blos im Kreise herumdrehen, und die daher, je schneller sie kreisen, auch immer mehr erkalten müssten, weil sie die Kosten der wachsenden Arbeit, welche sie entwickeln, ihrem eigenen Wärmefonde entnehmen müssten. Derartige Stürme kennt aber die Erfahrung nicht; und wenn wirklich einmal die Bewegung entgegengesetzt wehender Winde den ersten Anstoss zum Sturme gegeben hätte, so müsste sich doch alsbald ein aufsteigender Strom eingestellt haben, und es ist dann eben so gut, als ob Windkraft und Auftrieb, ohne welchen dieser Strom nicht bestehen kann, die erste Veranlassung gewesen wären.

Mit Recht hält man jetzt ziemlich allgemein an der Anschauung fest, dass die Stürme ihre Entstehung der Erwärmung durch die Sonne verdanken, wobei man den Tenor auf die rückgewonnene latente Wärme der Wasserdämpfe zu legen pflegt, welche von der aufsteigenden Luft in höhere und kältere Luftlagen mitgerissen werden. Der letztere Theil dieser Erklärung scheint uns mehr auf warme Meere und sehr feuchte tropische Gegenden, als auf kühlere und trockenere Oertlichkeiten zu passen, denen doch ebenfalls, wie z. B. dem östlichen Theile des amerikanischen Felsengebirges, nachweisbar viele Stürme entstammen.

Unseres Erachtens scheint die Sache folgenderweise zu liegen. Die von der Sonne gespendete Wärme strebt innerhalb eines grösseren Theiles unserer Erdoberfläche durch Vermittlung

der Windkraft und des durch diese entfesselten Auftriebes sich in Arbeit umzusetzen, sei es durch mässigere aber anhaltendere Winde, sei es durch seltenere Stürme, oder durch beide zugleich in entsprechendem Ausmasse. Enthielte beispielsweise der heisse Erdgürtel durchwegs trockenes Land statt theilweisen Meeren, so würden neben den beständig wehenden Winden sich in Ermanglung der einen kräftigeren Auftrieb bewirkenden Dämpfe wohl weit weniger intensive Cyklonen bilden, diese aber um so häufiger sich einstellen. Derart erscheint die erwärmte trockene Luft der unteren atmosphärischen Schichten zur Ausbildung eines stürmischeren Windes wohl ausreichend, aber unläugbar ist es, dass reichlichere Wasserdämpfe (soferne sie sich nach § 17 noch innerhalb des Unterwindes condensiren) die Intensität der Stürme bedeutend vermehren, während sie anderseits die Zahl derselben innerhalb einer gegebenen Zeit sicher herabsetzen.

§ 5. Der aufsteigende Strom und die feuchten Luftströme.

Nach dem Vorausgegangenen ergibt sich nunmehr von selbst, was man von dem aufsteigenden Luftstrome (courant ascendant), welcher sich über weitausgedehnte erwärmte Gebiete erstrecken soll, zu halten habe. Es ist der blos anspannend wirkende Auftrieb, welchen Saussure und dessen Anhänger meinten, und dem sie eine Bewegung imputirten, die er jedoch ohne Initiative andrängender Winde niemals besitzt. Nicht ohne Grund hat daher ein so hervorragender Meteorologe wie J. Hann gegen den allzu freigebigen Gebrauch, welchen man von diesem angeblichen Strome zu machen beliebte, wiederholt Stellung genommen und ihn in seine wahren Grenzen einzudämmen versucht.

Dagegen gibt es einen anderen Strom in der Atmosphäre, welcher immerfort und aus eigenem Antriebe in der Atmosphäre emporsteigt und dies ist der Dunststrom. Fortwährend entwickeln sich aus dem Wasser, dem feuchten Erdboden, selbst aus beschneiten und gefrornen Flächen Wasserdämpfe, und fortwährend müssen sie in Folge des Diffusionsgesetzes und ihres geringeren specifischen Gewichtes selbst in der ruhigsten Luft emporsteigen; fortwährend condensiren sie sich in dieser

zu Nebeln und Wolken, und gelangen zuletzt in flüssigem oder gefrorenem Zustande, ihren Kreislauf vollendend, wieder auf den Erdboden zurück.

Die Curven des Dunstdruckes und der absoluten Feuchtigkeit sprechen deutlich von diesem beständigen Emporsteigen der Wasserdämpfe. Sie erheben sich einerseits, wenn die Entwicklung der letzteren überhaupt stärker, anderseits aber auch, wenn die aufsteigenden Dämpfe in den untersten Luftlagen nicht in jenem Grade sich entfernen, als sie sich daselbst bilden. Aus diesem Grunde hält die Dunstdruck-Curve mit der Wärme-Curve in der untersten Luftschicht nicht immer gleichen Schritt. So zeigt die erstere beispielsweise in den Stationen des Binnenlandes die Neigung, sich in den heissesten Tagesstunden einzusenken, ein deutlicher Beweis, dass um diese Tageszeit die Dämpfe weit rascher emporsteigen, als sie sich bilden. Gerade aus diesem Grunde beobachtet aber die Curve der Dunstspannung auf höheren Bergen einen verkehrten Gang. Sie erhebt sich zur Tageszeit, zu welcher die untere Curve sich einsenkt, weil dem stärkeren Entweichen der Dämpfe im Thale eine stärkere Ansammlung derselben in der Höhe entsprechen muss.

Sowohl zur Bildung als zur Hebung der Dämpfe ist aber Wärme nothwendig, die latente oder Verdampfungswärme für die erstere, die Hebungswärme (1 Calorie für 1 kg. auf 424 m. Höhe) für die letztere. Dass auf die Hebung der Wasserdampfe ungeachtet des Auftriebes, welchen sie ihres geringeren specifischen Gewichtes halber in der Luft besitzen, dieser Antheil der Wärme verwendet werden müsse, ist wohl nicht anzuzweifeln; gewinnen wir doch einen geringen Theil dieser Wärmearbeit in Form der reichen Wasserkräfte unserer Gebirge wieder zurück.

Eine Expansionsarbeit ist dagegen den aufsteigenden Dämpfen, obwohl dieselben fortwährend mehr und mehr auseinandertreten, nicht zuzumuthen; denn sie schieben hiebei die Luft nicht vor sich her, wie etwa der aus dem Sicherheitsventile eines Dampfkessels entweichende Dampf, sondern drängen sich einfach zwischen den Lufttheilchen hindurch.

Um nunmehr den Ausscheidungsprocess der emporsteigenden Wasserdämpfe zu studiren, denken wir uns in irgend einer

Höhe die ruhige Luft vollkommen mit Dampf gesättiget. Dieser wird jetzt beim weiteren Emporsteigen die Hebungsarbeit aus seinem eigenen Wärmefonde bestreiten, d. h. sich theilweise verdichten und eine Wolke bilden müssen, zumal als auch die nach oben immer kälter werdende Luft die Condensation begünstigt. Bekämen nun die Dämpfe keinen neuen Wärmezuschuss, so ist eigentlich gar nicht abzusehen, warum dieser Ausscheidungsprocess irgendwie unterbrochen werden sollte, insolange nicht die letzten Dampftheile condensirt sind. Da wir aber wissen, dass die Luft auch über den Wolken noch feucht ist, und da es keinem Zweifel unterliegt, dass fast ausschliesslich nur die Wasserdämpfe die Wärme-Absorption der Luft bedingen, so liegt der Schluss nahe, dass wohl nur die letztere die Wolkenbildung zu einem intermittirenden Process gestalte. Wir glauben demnach uns diese Erscheinung in folgender Weise zurechtlegen zu können.

Während der Ablagerung einer Wolke absorbiren die im Rest bleibenden aufsteigenden Dämpfe so viel Wärme, dass die relative Feuchtigkeit der einschliessenden Luft sinkt, und die Dämpfe nunmehr durch eine gewisse Höhe ohne Nebelbildung aufsteigen können, bis die beständig absorbirte Wärme nicht mehr zur Bestreitung der Hebungsarbeit hinreicht, und sie, am Sättigungspunkt angelangt, abermals mit ihrer latenten Wärme aushelfen müssen, also eine höhere Wolke ablagern werden. Dieser intermittirende Ausscheidungsprocess wird aber insolange anhalten müssen, bis der letzte Rest der Dämpfe aus der Luft verschwunden ist.

Als Beleg für unsere Behauptung, dass die durch die aufsteigenden Dämpfe absorbirte Wärme in der That einen ansehnlichen Theil der Hebungsarbeit zu leisten habe, kann der Umstand dienen, dass die Wolken im Sommer im Allgemeinen bedeutend höher gehen als im Winter; denn in welch' anderer stichhältigerer Weise könnte diese Höhendifferenz sonst erklärt werden?

Ist die Luft nicht ruhig, sondern von Winden bewegt, so werden die aufsteigenden Dämpfe zwar auch diese zu durchdringen streben, aber meist von ihnen auf grosse Entfernungen fortgetragen werden, und solcherart in der übrigens bekannten

Weise ebenfalls zur Wolkenbildung in einzelnen mehr oder weniger getrennten Höhenlagen beitragen.

Weht ein feuchter Wind gegen ein aufsteigendes Gebirge, so muss sich jene Componente der Windesgeschwindigkeit, welche senkrecht auf die Berglehne steht und demnach verloren geht, nothwendig in Pressung umsetzen; der Druck der Luft erhöht sich also, und gleichzeitig gewinnt sie jenen Theil der Wärme zurück, welcher der verlorengegangenen Theilgeschwindigkeit entspricht. Durch Erfahrung wissen wir, dass sich dann Wolken ausscheiden, daher denn solche Gebirge, gegen welche häufig feuchte Winde anprallen, als Wolkenbilder erscheinen und die örtlichen Niederschläge stark vermehren.

Die Untersuchung dieses letzten Falles haben wir auf das Dalton'sche Gesetz zu basiren, welches ehedem fälschlich derart aufgefasst wurde, als ob die Dämpfe für sich keinen besonderen Raum in Anspruch nehmen würden. Heute ist man darüber ziemlich einig, dass der Wasserdampf dem Volumen nach so viel Luft verdränge, als bei der herrschenden Temperatur seiner Spannkraft entspricht. Dieser Satz wurde von Dr. H. Hildebrandsson (m. s. österr. meteor. Zeitschrift, Bd. X, Nr. 2) rechnungsmässig dargestellt, und auch experimental beglaubigt. Nach den Formeln I und IV daselbst ergibt sich für die Volumeinheit Luft:

$$q = \frac{1+\alpha t}{1+\alpha t_1} \cdot \frac{h_1 - f_1}{h - f} - 1 ,$$

worin t_1 die Temperatur, dann h_1 und f_1 die Spannkräfte beziehungsweise für feuchte Luft und Dämpfe im Anfangszustande, ferner dieselben jedoch nicht accentuirten Buchstaben das Gleiche für ein späteres Stadium, endlich α den Ausdehnungs-Coëfficienten und q den von den Dämpfen beanspruchten Raum bedeuten.

Betrachten wir jetzt q in mehreren aufeinanderfolgenden Zuständen, so kann der Bruch $\frac{h_1 - f_1}{1+\alpha t_1} = A$, da er sich auf den Anfangszustand bezieht, als constant gelten, und wir haben dann einfacher

$$7) \quad q = A \frac{1+\alpha t}{h-f} - 1 , \text{ daher } \frac{dq}{A} = \frac{\alpha . dt}{h-f} - \frac{d(h-f)}{(h-f)^2}(1+\alpha t).$$

A ist stets ein positiver Werth. Da Wolkenbildung stattfindet, so muss sich der Raum vermindern, also dq negativ werden. Es findet somit die Bedingung statt:

8) $$\frac{\alpha \,.\, dt}{1+\alpha t} < \frac{d\,(h-f)}{h-f} \quad \text{oder} \quad \frac{1+\alpha t}{1+\alpha t_1} < \frac{h-f}{h_1-f_1},$$

und es ist dieselbe auch leicht begreiflich; denn da für feuchte Luft $\alpha = 0{,}004$, und die Temperaturdifferenz $t-t_1$ nicht sehr bedeutend ist, so wird der linksseitige Theil der Ungleichung sich wenig von 1 unterscheiden, während der rechtsseitige als Quotient der trockenen Barometerstände diese Ziffer überhaupt und um so mehr übertreffen wird, je steiler der Gebirgsabhang sich erweist. Neben der Feuchtigkeit des Windes wird aber auch die Höhe des Gebirges massgebend sein, weil höhere Berge einen ansehnlichern Theil desselben auffangen.

Auch für aufsteigende feuchte Luftströme, wie sie die Depressionen liefern, lässt sich die vorstehende Betrachtung verwenden. Berücksichtigen wir, dass hier die Temperatur und die Pressung der trockenen Luft gegen oben abnehmen, so gelangen wir hier auf dieselbe Ungleichung wie in 8), nur erscheinen die Accente verwechselt. Auch hier erweist sich also der auf die Temperaturs-Differenz bezugnehmende Quotient weniger ausgiebig als der Quotient aus dem geringeren in den höheren Werth des trockenen Barometerstandes.

Wenn aber aus diesem Grunde bei den aufsteigenden Luftströmen eine Wolkenbildung erfolgen kann, so müssen selbstverständlich die in den Maximis niedersteigenden Ströme relativ trocken sein und daher heiteres Wetter bringen.

Für Gewitterstürme indess sehen wir uns genöthiget, eine Ausnahme zu machen. Bei jenen Gewittern, welche unter die „Wärmestürme“ Mohns gehören, hat der Verfasser stets beobachtet, dass in Nähe des Gewitterherdes kalter Wind nach aussen bläst, und es war ihm dies auch deshalb leicht begreiflich, weil es keine Elektricitäts-Entwicklung ohne Wärmebindung geben kann. Beweise für diese Behauptung sind leicht aufzubringen*). Je mehr also das Gewitter Elektricität entwickelt,

*) Geht die Elektricität aus einem schlechteren in einen besseren Leiter über, so entwickelt sie in letzterem der geringeren Hindernisse halber

um so stärker wird die obere Luft abgekühlt und bei stärkeren Gewittern hiedurch Hagelbildung bewirkt. Die obere Luft ist aber des Dunststromes halber, wie ihn schwülere Nachmittage besonders lebhaft entwickeln, ziemlich dampfreich, und wenn sie nun, plötzlich abgekühlt, wegen ihrer sehr rasch zunehmenden Dichte, die sie dem M.-G.-L. Gesetze gemäss annehmen muss, und wegen der hiedurch herbeigeführten Störung des labilen Gleichgewichtes rasch niedersinkt und sich dabei in die einzelnen Windlagen horizontal ausbreitet, so muss sie mit ungewöhnlicher Schnelligkeit dichte Cumuli bilden, weil beide rechtsseitigen Addenden der Gleichung 7), welche in den früheren Fällen verschiedene Zeichen besassen, nunmehr negative Bezeichnung zeigen, mithin ausnahmsweise zusammenwirken, den Raum, welchen die Dämpfe zu ihrem Bestande benöthigen, ungewöhnlich schnell zu vermindern. — Daher das ungewöhnlich rasche Anwachsen der Haufenwolken bei Gewittern, das tiefreichende Niederhängen und die gewöhnlich schirmartige Ausbreitung derselben.

Der nach aussen wehende Gewitterwind wird sich späterhin wieder mit Dämpfen beladen und muss dann, um seinen Kreislauf zu vollenden, irgendwo wieder in die Höhe steigen. Höchst wahrscheinlich umgibt daher den Gewitterherd ein ringförmiges Minimum, nach welchem die Winde wieder emporsteigen, um in den oberen Windlagen die filzartige Cirrusdecke abzulagern, welche sich ober der eigentlichen Gewittersäule ausbreitet, und demnach auch allseitig viel weiter reichen muss, als diese letztere.

Diese mit Gründen gestützte Darstellung entspricht ganz den Beschreibungen unserer Gewitter, wie sie von Dr. J. Hann in so schöner und zutreffender Weise gegeben wurden.

Ob jene Gewitterstürme, welche grosse Länderstrecken durchziehen, nach denselben Gesetzen sich bilden und aufbauen, wie unsere Gebirgsgewitter, ist allerdings noch die Frage. Wahrscheinlich dürfte ein Unterschied nur in den Dimensionen und

---

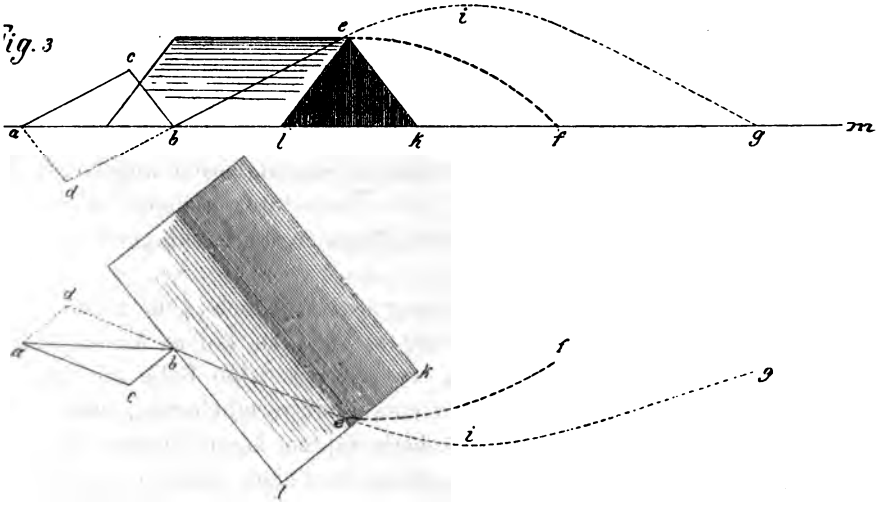
eine geringere Wärme, dafür aber eine grössere elektro-motorische Kraft. Es ist also bei diesem Uebergange offenbar Wärme in Elektricität umgesetzt worden. Auch Melloni's berühmter Apparat ist eigentlich nichts anderes als eine Vorrichtung, mit welcher Wärme in Elektricität verwandelt wird.

in der Grösse des Gebietes, welches sie durchziehen, und weniger im Principe bestehen. Wenigstens scheinen dies die aufgenommenen Barogramme anzudeuten.

§ 6. Abgelenkte Winde.

Für föhnartige Winde hat bereits Dr. Jul. Hann eine Erklärung gegeben, welche von den Meteorologen allgemein acceptirt wurde. Wenn wir uns daher über die abgelenkten Winde, unter welche auch die föhnartigen gehören, noch kurz verbreiten, so geschieht dies lediglich in der Absicht, um in dieser Abhandlung keine wesentliche Lücke zu belassen.

Fig. 3



Die unteren Winde wehen nicht immer über Wasserflächen und ausgedehnte Ebenen, sondern auch über Gebirge und hier müssen sie, wenn sie dasselbe übersetzen, nothwendig von ihrer horizontalen Richtung abgelenkt werden, welche sie sonst jederzeit strenge einhalten.

Es stelle in Fig. 3 das liegende Prisma einen Gebirgsrücken im Grund- und Aufriss, und ab die Geschwindigkeit des Windes vor, wie diese durch ein Minimum, welches sich jenseits des Rückens befindet, hervorgerufen werden würde, wenn dieses Hinderniss nicht vorhanden wäre. Wie schon früher bemerkt, verliert der Wind bei Annäherung an die Berglehne allmälig

jene Geschwindigkeits-Componente *bc*, welche senkrecht auf die letztere steht, gewinnt aber dabei entsprechend an Pressung. Mit der anderen Geschwindigkeits-Componente *db* steigt er schräge gegen die Gebirgskante empor und übersetzt dieselbe bei *e*. Bis hieher hat er jene Wärme gewonnen, welche der Differenz der Quadrate zwischen der anfänglichen und verbliebenen Geschwindigkeit proportional ist (Wärmeäquivalent der zurückgewonnenen Arbeit); dafür aber jene Wärme verloren, welche zu seiner Hebung von *b* bis *e* erforderlich war. In *e*, wo das Hinderniss endet, wird er unter entsprechendem Wärme- und Pressungsverlust seine frühere Geschwindigkeit wiedergewinnen, und dem Gesetz der Schwere folgend, nach einer, durch schwächere Punktirung angedeuteten parabolischen oder doch der Parabel verwandten Linie, zu welcher in *e* die Linie *be* eine Tangente bildet, allmälig wieder zur Tiefe niedersteigen, also einen „Windfall" und im Raume *eigk* einen „Windschatten" bilden müssen. Bei *g* in sein früheres Niveau wieder angelangt, wird er nahezu seine ursprüngliche Temperatur besitzen, wenn er nicht durch Ausscheidung von Dämpfen an latent gewesener Wärme gewonnen hat.

Die vorstehende Beschreibung setzt jedoch eine mässige Aspiration und ein sanfteres und nicht allzu hohes Ansteigen der Gebirgslehne voraus. Im entgegengesetzten Falle erleiden aber die unteren Luftschichten eine Raumverminderung, welche ganz besondere Erscheinungen herbeiführen kann. Indem sich nämlich die Winde, welche durch die Berglehne gehemmt waren, von *e* bis zu den Scheitelpunkten oberhalb *i* erheben, müssen sie auch die höheren Luftschichten zusammendrängen, und diese werden einen entsprechenden Widerstand leisten, welcher seinerseits wieder die Raumverminderung der hebenden Schichten im Gefolge hat. Diese Raumverminderung wird sich aber nicht blos auf die Scheitel oberhalb *i* und deren nächste Umgebung beschränken, sondern sie kann unter Umständen sehr weit greifen, weil die verengten Windschichten nach einer um so gestreckteren Linie niederzusinken bestrebt sind, je tiefer sie liegen, und derart fortwährend auf Raumverengung der oberen Schichten wirken. Da nun der Wind nach § 1 überall die normirte Dichte der Luft herzustellen strebt, so wird er sich selbst an diese

halten und um so geschwinder strömen müssen, je enger der ihm momentan zur Verfügung stehende Strömungsquerschnitt ist. Auf diese Weise kann also ein Wind, der in Folge einer mässigen Aspiration entstand und diesseits eines Gebirgsrückens, welchem er zuweht, auch nur eine mässige Geschwindigkeit zeigte, jenseits desselben einen sturmartigen Charakter annehmen. Die erhöhte Arbeitsleistung aber, welche durch seine Geschwindigkeitsvermehrung bedingt wird, muss der Wind aus seinem eigenen Wärmefonde decken; ein solcher Wind wird also — von einem allfälligen Zuwachs latenter Wärme abgesehen — kälter erscheinen, als er ursprünglich war. Diese Eigenschaften müssen aber am auffälligsten sich gestalten, wenn der Wind, aus nördlichen Gegenden kommend, höhere Gebirgszüge übersetzt, wenn also derselbe schon ursprünglich kalt und trocken war. Auf diese Art erklären sich die boraartigen Winde, welche bekanntlich überall sich finden, wo die Terrainsverhältnisse ihre Ausbildung begünstigen und auch im hohen Norden keineswegs fehlen.

Gründlich hievon verschieden ist die Ausbildung des Föhnwindes. Bekanntlich kehren unsere Alpen ihren Steilabfall gegen Süden, und dieser Umstand bewirkt, dass die Geschwindigkeits-Componente *db*, welche den Wind über den Gebirgskamm bringen soll, bedeutend kleiner als die verlorene Componente *cb* wird; leicht kann es also geschehen, dass der diesseitige Wind grossentheils oder auch gänzlich abgesperrt wird und dafür die oberhalb des Gebirgskammes befindlichen Luftschichten, denen kein Hinderniss entgegensteht, an die Stelle der tieferen abgesperrten Schichten tretend, sich in die Tiefe stürzen. Hiebei wird es, wenn die Beschaffenheit des Gebirgsprofiles diesem Umstande besonders günstig ist, nicht einmal eines besonders kräftig wirkenden Minimums bedürfen. Dass dem wirklich so sei, hat Dr. J. Hann schon früher und neuerlich wieder in seiner, den Sitzungsberichten der Wiener Akademie d. Wissensch. (Märzheft 1882) einverleibten Abhandlung über den Föhn in Bludenz unläugbar nachgewiesen.

Die parabolische Linie, welche die unterste Schicht des Föhn hiebei beschreiben wird, ist anders geformt wie im früheren Falle; sie wird ihren Scheitel nicht mehr bei *i*, wie im früheren

Falle, sondern im Gebirgskamme bei *e* haben, und die in der Figur durch eine stärkere und unterbrochene Linie angedeutete Curve *cf* bilden; aber auch hier werden die tieferen Windlagen gestrecktere Curven zu beschreiben streben, als die höheren, weil die ersteren nach der Ausbildungsweise der Minima (m. s. § 8) kräftiger angesogen werden, als die höheren. Es ist also dieselbe Ursache wirksam, welche auf Verengung der Strömungsquerschnitte und daher auf die Beschleunigung des Windes in den tieferen Schichten abzielt, wie bei den boraartigen Winden; der untere Wind wird demnach ebenfalls local häufig einen sturmartigen Charakter annehmen. Allerdings wird auch hier die dieser Beschleunigung zu Grunde liegende Arbeit aus der eigenen Wärme des Windes bestritten; allein dieses Wärmequantum ist unbedeutend gegen jenes, welches der Wind durch Herabsinken aus grosser Höhe und durch Ausscheidung von Wolken gewinnt; er wird daher relativ sehr warm, und eben weil er viel wärmer geworden und auch noch wegen Raumverengung den grössten Theil seiner Feuchtigkeit eingebüsst hat, überdies sehr trocken erscheinen.

Wenn auf der Vorderseite des Gebirgstockes der ganze anprallende Wind zurückgehalten wird, so muss er auch seine ganze Geschwindigkeit *ab* (Fig. 3) in Pressung verwandeln, dabei entsprechend wärmer werden und hier auch reichliche Niederschläge liefern, wie dies die Erfahrung bestätigt. Es muss sich weiters während eines Föhnsturmes von *h* bis *k* ein viel grösserer Gradient ausbilden, als von *k* bis *m*. In der That hat auch Dr. J. Hann in der eben erwähnten Abhandlung nachgewiesen, dass für den Schweizer-Föhn der Gradient von Lugano bis Altdorf mehr als dreimal so gross sei, als jener von Altdorf bis Basel.

§ 7. Die beiden Hauptregionen der Atmosphäre, dann Störungen der Luftdichte im Allgemeinen.

Nicht ohne Grund rühmen und suchen wir die klare Luft der Berge. Prof. H. Hoffmann weist in der österr. meteor. Zeitschrift, Bd. XVII, S. 121 nach, dass mit der Höhe die Differenz zwischen den Anzeigen des bestrahlten und des beschatteten Thermometers sehr beträchtlich zunehme, und er schreibt dies der

grösseren Trockenheit und Klarheit der Gebirgsluft zu. Die Stäubchen, welche uns den Sonnenstrahl wie etwas Körperliches wahrnehmen lassen, nehmen also mit der Höhe beträchtlich ab; und dass dies auch von der Feuchtigkeit gelte, ist eine lange bekannte Sache. Nach Blanford nimmt die Feuchtigkeit in ca. 6000 m. ungefähr bis auf ein Drittel des anfänglichen Werthes ab, und auch Glaisher's Ballonfahrten zeigten für heiteres Wetter annähernd dasselbe Resultat; für trübes ergab sich allerdings eine schwächere Abnahme.

Was endlich die Kohlensäure betrifft, so nimmt sie bekanntlich in sehr geringem Grade an der Zusammensetzung unserer Atmosphäre Theil und muss deshalb und ihrer hohen specifischen Schwere halber schon aus theoretischen Gründen in sehr hohen Luftregionen fast gänzlich verschwinden.

Wasserdampf, Kohlensäure und Sonnenstäubchen sind aber die Agentien, denen die unteren Lagen unserer Atmosphäre ausschliesslich ihr Wärmeabsorptions-Vermögen verdanken; denn Tyndall hat neuestens (m. s. Archives des scienses, Genf, Bd. V, Nr. 2, auch österr. meteor. Zeitschrift Bd. XVI, S. 450) mit Hilfe des intermittirenden Strahles nachgewiesen, dass reine atmosphärische Luft keine Wärme absorbire, und Röntgen's Versuche (m. s. ebendas.) bestätigen dieses Resultat*). Wir können also wohl annehmen, dass der obere Theil unserer Atmosphäre, da er kaum mehr Spuren jener drei Agentien zeigen dürfte, nahezu vollkommen diatherman sei.

Auch noch eine andere Schlussweise führt uns zur selben Annahme. Hirsch, Dr. J. Hann und Glaisher (m. s. Bd. VI, S. 316 der österr. meteor. Zeitschr.) fanden übereinstimmend, dass im Sommer die Temperatur der Luft gegen oben bedeutend rascher abnehme, als im Winter. Denken wir uns also zwei Personen gleichzeitig und gleich schnell von zwei Punkten des Erdbodens sich erhebend, deren einer Sommer und der andere Winter hat, so werden sie, wenn sie ihre Thermometerstände gleicher verticaler Höhe nachträglich vergleichen, die Differenzen

*) Selbst Prof. Buff, der in Pogg. Annal. d. Phys. 1876, Nr. 6, für die brechbareren Wärmestrahlen ein beträchtliches Absorptions-Vermögen der reinen Luft in Anspruch nimmt, gibt zu, dass dieselbe bei 100 mm. Druck bereits als vollkommen diatherman gelten könne.

derselben gegen oben fortwährend abnehmend finden. Wenn sie sich also überhaupt so hoch hätten erheben können, so hätten sie endlich in eine Luftschicht gelangen müssen, in welcher diese Differenz Null gewesen wäre, welche also sammt allen darauf lagernden Schichten für den Wechsel der Jahreszeiten ohne Empfindung und dabei diatherman ist.

Ein Fundamentsatz der mechanischen Wärmelehre lautet aber für Gase folgendermassen:

9) $$dQ = c_1 dt + Ap \,.\, dv\,,$$

worin Q die absorbirte Wärme, A das Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit, c_1 die Wärmecapacität bei constantem Volumen, t die Temperatur, p den Druck und v das Volumen bedeuten. In unserem Falle sind für jene oberen Luftschichten dQ und $dt = 0$, folglich muss auch $dv = 0$, d. h. dieselben müssen nach ihrer Höhe ganz unbeweglich sein. Aber auch in horizontaler Richtung werden sich dieselben ganz ruhig verhalten, weil sie für die Sonnenstrahlen unempfindlich sind und demnach auch keine Windkraft zum Vorscheine kommen kann.

Demgemäss müssen wir uns die Atmosphäre der Höhe nach in zwei Regionen getheilt denken, eine obere, welche ihren Raum nicht ändert und in welcher keinerlei Luftbewegungen vor sich gehen, und die wir, da sie wie eine krystallene Schale den ganzen Erdkörper umgibt, die tellurische nennen wollen; und in eine untere, der wir den Namen „meteorische Region" beilegen wollen, weil in ihr mit Ausnahme der hohen Nordlichter die meteorischen Erscheinungen ausschliesslich auftreten. Beide Regionen sind selbstverständlich gegenseitig nicht scharf abgegrenzt, sondern gehen allmälig ineinander über.

Mit dem eben ausgesprochenen Satz läugnen wir selbstverständlich alle jene Erklärungen, welche sich auf die Annahme stützen, dass die Höhe der Atmosphäre durch meteorische Vorgänge beeinflusst und verändert werden könne, und befinden uns daher in directem Gegensatze zu ziemlich verbreiteten Anschauungen. — Unter solchen Umständen muss man alle verfügbaren Beweismittel aufbieten, um die aufgestellte Behauptung aufrecht zu erhalten. Wir ziehen daher als solches noch eine dritte Erfahrung heran.

Nach den Beobachtungen, wie sie von mehreren und insbesondere von Dr. H. Hildebrandsson über die Bewegungsweise höher gehender Wolken durchgeführt wurden, wehen die Winde oberhalb einer Depression nach auswärts, es muss sich daher jederzeit oberhalb eines Minimums ein Maximum des Druckes oder vielmehr der Dichte befinden. Die gesammte Störungsaxe ist aber relativ kurz, denn nach Mühry liegen die höchsten Cirri bei 40.000 Fuss hoch, womit auch spätere Messungen ungefähr stimmen; was ist aber dieses Mass gegen die ganze Höhe der Atmosphäre, und warum sollte sich durch das Hinaufschieben der untersten Lufttheilchen in relativ so geringer Entfernung vom Erdboden schon eine so wirksame Verdichtung bilden, wenn die Atmosphäre so leicht ihrer ganzen Höhe nach zurückweichen könnte? Die obere Verdichtung beweist eben, dass die behufs Bildung der unteren Verdünnung hinaufgeschobene Luft oben auf ein Hinderniss gestossen sei, und dieses wird eben durch die Basis der unnachgiebigen tellurischen Region gebildet.

Die Hervorbringung einer unteren Verdünnung (Depression) bei gleichzeitiger oberer Verdichtung der Luft ist eine Wirkung der Elasticität derselben, welche sie in verticaler oder schiefer Richtung entfaltet; nun bedarf aber jede Feder, sei sie aus was immer für einem Materiale, einer Stütze, um ihre Federkraft spielen lassen zu können, und diese Stütze bildet in vorliegendem Falle eben die Grundfläche der tellurischen Region.

Ebenso bildet sich oberhalb eines unteren Maximums jederzeit ein oberes Minimum, und zwar einfach derart, dass eine Anzahl Lufttheilchen von oben nach unten sinkt, wobei der feste Widerhalt, welcher auch hier unentbehrlich ist, durch den Erdboden gebildet wird.

Nicht ohne Wichtigkeit sind die Folgerungen, welche sich aus dem Vorstehenden für die meteorische Region ergeben. Da die Grundfläche der tellurischen Region nicht von der Stelle weicht, so ist auch die meteorische im Grossen und Ganzen auf ein bestimmtes Volumen angewiesen; sie behält somit auch fortwährend ihre mittlere Dichte bei. Da wir aber anderseits wissen, dass die untere Atmosphäre den Jahreszeiten entsprechend ihre Dichte ändert, so müssen wir nothwendig annehmen, dass

sie sich auf jener Hemisphäre, für welche die kältere Jahreszeit beginnt, allmälig zusammenziehe, auf der gegenüberliegenden Halbkugel aber entsprechend ausdehne, und derart innerhalb der meteorischen Region der Atmosphäre ohne Aenderung ihrer durchschnittlichen Gesammtdichte ein periodischer und territorial getrennter, langsam zu- und abnehmender Dichtewechsel stattfinde. Für eine verhältnissmässig viel kürzere Zeit als ein Jahr (also für eine Dekade oder höchstens einen Monat) wird aber die Dichte der einzelnen horizontalen Luftschichten auch innerhalb der meteorischen Region nur zwischen sehr engen Grenzen schwanken und es kann dann die Luftdichte für eine solche kürzere Zeit (von Störungen natürlich abgesehen) als nahezu constant angesehen werden.

Die Störungen dieser durchschnittlich constanten Luftdichte aber, welche zunächst durch örtliche Temperaturs-änderungen herbeigeführt werden und als sogenannte Minima (Depressionen) und Maxima auftreten, müssen sich in ihrer Gesammt-Intensität und zwar innerhalb jeder der unter sich getrennten Ventilations-Abtheilungen der Atmosphäre (wir werden im § 10 erweisen, dass deren vier sind) und überdies innerhalb jeder einzelnen Luftschichte gegenseitig ausgleichen, weil es sonst diesen Luftschichten nicht möglich wäre, durch einige Zeit wenigstens durchschnittlich eine nahezu constante Luftdichte einzuhalten. Hierin beruht jene Anordnungsweise der beiden Arten von Störungen, welche Mühry sehr treffend das Compensations-Bedürfniss derselben genannt und nachdruckvoll betont, theoretisch aber nicht erwiesen hat.

Während also derart die Minima und Maxima die jeweilig normirte durchschnittliche Luftdichte local stören, ist den Winden die Aufgabe zugetheilt worden, die local gestörte Luftdichte allmälig überall wieder auf den normirten Werth zurückzuführen.

§ 8. Nähere Beschreibung der Störungen und Windsysteme im Allgemeinen.

Hier obliegt uns vor Allem, die Ursache des häufig in umgekehrtem Sinne sich ereignenden Thermometer- und Barometer-Ganges zu ermitteln, welche Erscheinung

der tieferen Luftschichten zwar manchmal durch andere Einwirkungen auf beide Instrumente gleichsam maskirt ist, aber fast überall durchschimmert und besonders im Winter sehr deutlich zu beobachten ist.

Es liegt hier offenbar ein Naturgesetz zu Grunde, dessen Ermittlung man sich mitunter recht leicht gemacht hat. So liest man beispielsweise öfter, dass beim Steigen der unteren Temperatur die Luft ausgedehnt und die verdrängten Lufttheilchen nach der Seite abgeschoben, dadurch aber die Luftsäule leichter würde; im umgekehrten Falle würden seitliche Lufttheilchen hereingezogen und dadurch die Luftsäule schwerer.

Wie wäre aber dann die Bildung eines Maximums oberhalb eines Minimums und umgekehrt zu erklären? Dieser Umstand beweist ja eben, dass die Verschiebung der Lufttheilchen nicht seitwärts, sondern in verticaler Richtung (vielleicht aber auch in schiefer Richtung) nach oben oder unten vor sich gehe.

Wir wollen die vorliegende Frage jetzt durch Rechnung zu beantworten suchen, gehen aber hiebei abermals von einer ziemlich verbreiteten Ansicht aus, welche annimmt, dass zwischen dem Boden und den nächstauflagernden Luftschichten ungeachtet der schlechten Wärmeleitungs-Fähigkeit der letzteren ein vollständiger, d. h. ein bis zur Gleichstellung der differirenden Temperaturen reichender Wärmeaustausch stattfinde, um einmal zu sehen, wohin uns diese Annahme eigentlich führe.

Wir benützen hiebei das M.-G.-L. Gesetz in der Form:

$$\frac{pv}{T} = c, \quad \left[T = 250^0 + t, \quad v = \frac{1}{s} \right].$$

Für die Dichte s wurde also als deren Reciproke das relative Volumen v (Volumen der Gewichtseinheit) eingeführt. Die Differenziation ergibt:

$$v.dp + p.dv = c\,dt.$$

Anderseits hatten wir in 9) vor. Paragraphes die Gleichung:

$$dQ = c_1 dt + Ap.dv.$$

Wie wir oben bewiesen, kann für einige Zeit die Dichte s irgend einer Luftschicht, somit auch ihr Volumen v als constant angesehen werden; dann ist aber auch in den beiden letzten

Gleichungen $dv = 0$ zu setzen und es restirt bei Elimination von dt

$$dQ = \frac{c_1}{c} v . dp;$$

endlich gibt die erste Differential-Gleichung für $dv = 0$

$$dt = \frac{v}{c} dp$$

Bei der Integration beider Differential-Gleichungen, welche wir bei ihrer Einfachheit nicht anzuschreiben brauchen, haben wir für Q, t und p jene Werthe als untere und obere Grenze anzunehmen, welche dem vollständigen Wärmeaustausche entsprechen.

Beide Gleichungen besagen, dass bei einem solchen Wärmeaustausche und bei unverändertem Volumen einem Wärmegewinne der Luft ein gleichzeitiges Steigen des Thermometers und Barometers, einem Wärmeverluste aber ein gleichzeitiges Fallen des Quecksilbers an beiden Instrumenten entspreche, und es ist dies auch ganz natürlich, weil sowohl Zunahme an Temperatur als an Pressung Vermehrung der Energie, die Abnahme beider aber Verringerung derselben bedeutet.

Es ist uns ein hieher gehöriger Fall im § 2 sogar schon vorgekommen. Für den Durchschnitt vieler Jahre konnten wir dort die durchschnittliche Dichte der Luft und folglich auch deren durchschnittliches Volumen anstandslos als constant annehmen, und die fortdauernde Berührung zwischen Luft und Boden zwingt uns weiter zur Annahme, dass ungeachtet der schlechten Wärmeleitungs-Fähigkeit der ersteren dennoch mit der Zeit ein vollständiger Wärmeaustausch stattgefunden haben müsse. Daher sahen wir auch in Fig. 2, soweit nicht auf- und absteigende Luftströme das Resultat trübten, dass sowohl das Thermometer als das Barometer nach N hin einen immer tieferen Stand einhalte.

Ganz anders liegen aber die Dinge bei Eintritt einer Störung der localen Luftdichte. Hier handelt es sich um keine langdauernde Berührung zwischen Luft und Boden; und die Aenderungen des Standes an beiden genannten Instrumenten folgen sozusagen dem Beginne und dem Fortschreiten der

Störung auf dem Fusse. Allerdings ist die letztere ebenfalls an ein bestimmtes Luftvolumen gebunden; allein sie kann dessenungeachtet in den verschiedenen Höhen die Luftdichte durch Auf- oder Abwärtsschieben von Lufttheilchen beliebig ändern.

Die Erfahrung lehrt uns eben, dass bei eintretenden Störungen in den tieferen Luftschichten der Sachverhalt gerade ein umgekehrter sei, indem Barometer und Thermometer bei Temperatursänderungen des Bodens und der auflagernden Luftschichten einen Gang in verkehrtem Sinne einhalten, wodurch wir uns zur Annahme gezwungen sehen, dass bei Störungen die Prämisse des vollständigen Wärmeaustausches der Luft nach aussen eine unrichtige sei, dass somit dieser Wärmeaustausch nach aussen hier nur ein theilweiser sein könne.

Da aber die unterste Luftschicht stets sehr nahezu die Temperatur des Bodens annimmt, so kann dieser Process nur derart vor sich gehen, dass zwar die Luft an den Boden etwas Wärme abgibt oder von ihm empfängt und gleichzeitig einen Antheil derselben durch Ausstrahlung verliert oder durch Insolation gewinnt, dabei aber auch zugleich einen Theil ihrer inneren Wärme (d. h. jener Wärme, welche sie nicht nach aussen abgibt oder von aussen empfängt) in Pressung, als einer anderen Form der Energie umsetzt, oder umgekehrt, also die Pressung beziehungsweise vermehrt oder vermindert.

Angenommen, es sei wieder dQ die ganze Wärmeänderung, welche zur Temperatursänderung dt erforderlich ist, und $\beta . dQ$ jener Antheil des Wärmezuwachses, welcher von aussen kommt, wobei also β ein positiver echter Bruch ist, so ergibt sich aus den beiden letzten Gleichungen

$$\beta . dQ = \beta v \frac{c_1}{c} dp \quad \text{und} \quad \beta . dt - \frac{\beta v}{c} . dp = 0.$$

Der Rest des Wärmezuwachses $(1—\beta)\, dQ$, welcher zur Temperatursänderung dt noch nothwendig ist, wird durch Abgabe innerer Wärme gedeckt und wir haben demnach im Sinne der bisherigen Entwicklung, da hiebei keine Energie verloren geht, nothwendig zu setzen:

$$(1—\beta)\, dt + (1—\beta) \frac{v}{c} dp = 0.$$

Um die ganze Aenderung dp am Barometer zu erfahren, haben wir schliesslich die vorletzte von der letzten Gleichung abzuziehen, wonach restirt:

$$(1-2\beta)\,dt + \frac{r}{c}\,dp = 0\ ^*).$$

Setzen wir jetzt wieder $v = \frac{1}{s}$, dann für p den Barometerstand b in Millimetern, und verstehen wir unter σ das specifische Gewicht des Quecksilbers, so kommt:

$$(1-2\beta)\,dt + \frac{\sigma}{1000\,c\,s}\,db = 0.$$

Es stellt s eigentlich die mittlere Luftdichte innerhalb der kürzeren Periode vor; immerhin können wir aber ohne wesentlicher Beeinträchtigung der Richtigkeit des Resultates den Regnault'schen Werth $s = 1{,}2932$ für 0° C. und 1 Atmosphäre-Pressung hiefür annehmen, und erhalten dann, wenn wir unter Δt und Δb die Abweichungen von den mittleren Werthen der Periode verstehen:

10) $$(1-2\beta)\,\Delta t + \frac{13{,}594}{31{,}96 \times 1{,}2932}\,\Delta b =$$

$$= (1-2\beta)\,\Delta t + 0{,}329\,\Delta b = 0.$$

Sollen nun Barometer und Thermometer, wie dies bei Störungen für die tieferen Luftschichten Erfahrungssache ist, einen umgekehrten Gang einhalten, so muss nothwendig $\beta < 0{,}5$ sein und wir können daher den Satz aussprechen:

Die Temperatursänderung der tieferen Luftschichten erfolgt zum geringeren Theile durch jene Wärme, welche von aussen kommt oder nach aussen

---

*) In den Formeln der mechanischen Wärmetheorie wird man sich vergeblich nach einem Anhaltspunkte zur Klarstellung dieses Falles umsehen; denn ihre Grundformeln beruhen auf der Voraussetzung, dass die der Betrachtung unterzogenen Körper, welche man sich durch den Ein- und Austritt der Wärme verschiedenen Zuständen unterworfen denkt, stets dieselben bleiben, folglich während dieser Vorgänge keine Moleküle nach aussen abgeben, oder von aussen aufnehmen. Gerade das letztere findet aber bei der Bildung der Maxima und Minima statt.

abgegeben wird, sondern grösstentheils durch Umsatz von Pressung in innere Wärme und umgekehrt.

Scheinbare oder wirkliche Ausnahmen von dieser Regel sollen später und insbesondere im letzten Paragraphen dieser Abhandlung noch näher besprochen werden.

Wie sich nun die unterste Luftschicht, welche wir hier zunächst im Auge hatten, betreffs der Temperatursänderung zur Bodenfläche verhält, ebenso wird sich auch die nächst höhere Luftschicht zur tiefsten, die dritte zur vorletzten u. s. w. verhalten; nur werden sich die Abweichungen in Temperatur und Pressung gegenüber jenen Werthen, welche die aufeinanderlagernden Luftschichten ohne Vorhandensein einer Störung zeigen würden, nach oben hin immer mehr vermindern.

Gleichzeitig streben aber alle Luftschichten das M.-G.-L. Gesetz einzuhalten. Sind sie also kälter und gepresster gegeworden, so müssen sie hiernach auch dichter werden; haben sie dagegen unter Temperaturserhöhung ihren Druck vermindert, so müssen sie gleichzeitig auch dünner werden. Nachdem den Luftschichten aber jede Volumsänderung verwehrt ist, so erübrigt hiefür kein anderer Ausweg, als dass in ersterem Falle entsprechend viel Luft herabsinkt, wobei also über einem Maximum ein Minimum entsteht — in letzterem Falle jedoch eine entsprechende Luftmenge hinaufgeschoben wird, was die Entstehung eines Maximums oberhalb eines Minimums nach sich zieht.

Das Niedersinken der Luftschichten, welche eine untere Verdichtung und obere Verdünnung hervorbringen, bewirkt — wie wir schon früher kurz berührten — einen Arbeitsgewinn, welcher nothwendig die Erwärmung der niedersinkenden Luft nach sich ziehen muss. Da aber die untersten Luftschichten hartnäckig an ihrer geringeren Temperatur festhalten, so werden die höheren um ebensoviel zu warm werden müssen, als die unteren zu kalt bleiben, und hieraus wird sich eine langsamere Wärmeabnahme nach oben, eventuell selbst eine förmliche Umkehrung der thermischen Höhenstufen ergeben, wie wir dies im Winter oftmal erleben. Wenn dann ein solches Maximum von einem Minimum zum Windaustausche gezwungen wird, so kann es sich ereignen, dass lauere Winde aus demselben wehen, weil

das beständige Herabsinken der Luft beständig Wärme erzeugt, wie dies beispielsweise vorletzten Winters im südlicheren Europa der Fall war.

Es versteht sich nunmehr von selbst, wie sich die Dinge gestalten werden, wenn sich in Folge der Erwärmung des Bodens und der Insolation der unteren Luftschichten ein unteres Minimum herausbildet. Es wird dem Obigen zufolge ein gewisser Antheil von Luft hinaufgeschoben, und demzufolge muss sich dieselbe — da hiemit eine Arbeitsleistung verbunden ist — entsprechend abkühlen. Nach oben wird daher jetzt die Abkühlung der aufeinander lagernden Luftschichten schneller zunehmen, als vor der Störung; und wenn dann durch längere Zeit ein aufsteigender Luftstrom nachfolgt, wird diese andauernde Abkühlung auch wesentlich zur Condensation der mitgebrachten Dämpfe beitragen.

Da sich gezeigt hat, dass Maxima und Minima des Druckes oder vielmehr der Dichte jederzeit übereinander liegen, so wollen wir, um an Kürze in der Ausdrucksweise zu gewinnen, jene Störungen, welche unten ein Maximum und oben ein Minimum zeigen, in der Folge positive Störungen, jene aber, welche eine umgekehrte Lage der Dichte-Extreme ausweisen, negative Störungen benennen.

Die Luft steigt längs der negativen Störung auf, geht oben zur positiven, fällt hier herunter und geht unten wieder zur ersteren zurück. Wenn man also ein Windsystem aufstellen will, so sind wohl alle jene Theile in dasselbe einzubeziehen, welche die bewegte Luft bis zur Vollendung ihres Kreislaufes durchströmt; zu einem Windsysteme gehören daher wenigstens zwei Störungen und der Unter- und Oberwind. Es können aber auch mehr als zwei Störungen am gegenseitigen Windaustausche theilnehmen, und gehören dann sämmtlich demselben Windsysteme an; es entscheidet hierüber eben die Lage der Isobaren oder vielmehr der Isosteren. So geschieht es beispielsweise häufig, dass sich eine untere Depression zwischen zwei Gegenden höheren Luftdruckes entwickelt, und dann erfolgt selbstverständlich der Windaustausch der Depression nach zwei Seiten hin.

Nach der geometrischen Gestalt lassen sich die Störungen in Störungsaxen, Störungsringe und Störungsgürtel trennen. Bei der Störungsaxe laufen die nächsten Isobaren und Isosteren um eine aufrechte Linie herum, längs welcher sich die Anomalien der Dichte am stärksten ausbilden; jedoch ist das Wort nicht in streng geometrischem Sinne zu verstehen, weil die untere Depression oder Verdichtung sich stets gleichförmig über eine gewisse Fläche erstreckt, welche verschieden gestaltet und auch zuweilen länglich und selbst mehr oder minder gebogen sein kann. Beim Störungsringe besitzen die Isobaren und Isosteren dieselbe Anordnung, nur folgen die grössten Anomalien der Dichte der Gestalt eines Ringes, zu welchem jene Linien ungefähr concentrisch liegen, und befindet sich die zugehörige zweite Störungsaxe des Windsystems annähernd in der Mitte desselben. — Der Störungsgürtel endlich folgt (allerdings mit Unterbrechungen und theilweise mit starken Abweichungen) dem Verlaufe eines Parallelkreises und nöthiget die Isobaren und Isosteren zu einer ähnlichen Anordnung. Hieher gehören der meteorologische Aequator und die Calmen der Wendekreise.

Diese Störungsformen können in verschiedener Weise zu einem Windsysteme zusammentreten. Häufig geschieht in höheren Breiten, zumal im Winter, der Windaustausch zwischen zwei oder mehreren Störungsaxen. Für manche der Störungen in den gemässigten und heissen Zonen bilden die Calmen der Wendekreise den positiven Störungsgürtel. Desgleichen werden Depressionsstürme von ihnen ausschliesslich mit Winden versorgt, wenn diese gegen die Pole fortschreitend die Wendekreise passiren. Bei starken Gewitterstürmen scheint nach § 5 ein negativer Störungsring eine positive Störungsaxe zu umgeben. Bei Stürmen, wo vor Beginn der stärkeren Winde das Barometer steigt, um später um so ausgiebiger zu fallen, scheint gerade das umgekehrte Verhältniss stattzufinden. Uebrigens liegt hier noch Vieles dunkel, weil man beim Studium der Winde der Aufsuchung des vollkommenen Kreislaufes derselben bisher noch wenig Beachtung geschenkt hat.

Die strenge Horizontalität der Winde zwingt die Störungen, welche demselben Windsysteme angehören, sich in gleicher

Höhe auszubilden. Viele derselben scheinen durch die ganze Höhe der meteorischen Region zu reichen und hierunter namentlich jene zu gehören, welche ihre Winde aus sehr entfernten Gegenden erhalten und wieder dorthin entsenden. In der warmen Zone beobachtet man aber auch Stürme, welche den Gang der Cirri nicht zu beeinträchtigen vermögen, und welche demnach eine sehr geringe Störungshöhe besitzen. Es kann dies keineswegs Wunder nehmen, weil auch die Luftschichten der meteorischen Region durch einige Zeit eine nahezu constante mittlere Dichte und daher ein fast unveränderliches Volumen bewahren, und demnach jede derselben sich eignet, für Ausbildung einer Depression den nothwendigen Stützpunkt zu liefern. Aus diesem Gesichtspunkte besehen, vermag sich daher eine Störung der normalen Luftdichte in jeder Höhe zu bilden, und die Theorie gibt für Berechnung derselben keine Anhaltspunkte. Muthmasslich aber ist diese Höhe um so beträchtlicher, je grösser die Intensität der Störung und je ausgedehnter das Windgebiet ist, welches ihr angehört.

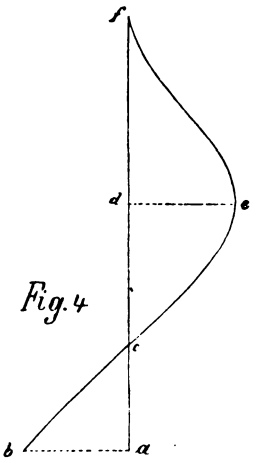


Fig. 4

Wir sehen uns nunmehr vollkommen in die Lage gesetzt, die Vertheilung der Dichte innerhalb einer Störung zu beurtheilen. Hat sich der wirksam werdende Auftrieb irgend welche höhere Luftschichten zum Stützpunkt gewählt, so zieht er die Luft vom Erdboden weg, verdünnt sie also unten und verdichtet sie oben. Der Uebergang aus der grössten Verdünnung nächst des Erdbodens bis zur grössten Verdichtung muss hier nothwendig ein allmäliger sein, wie wir dies bildlich in beistehender Fig. 4 darstellen wollen. Es sei af die Störungsaxe oder aber der Durchschnitt eines Störungsringes oder Gürtels; denken wir uns jetzt die Verdünnungen links von af, die Verdichtungen aber rechts als lineare Werthe aufgetragen, so wird sich die stärkste Verdünnung ab unten nächst des Bodens befinden, die Verdünnung aber gegen oben mehr und mehr abnehmen, bis sich endlich in c die normale Dichte einstellt. Von hier ab gegen oben wird sich aber Verdichtung einstellen und

fortwährend wachsen, bis sie endlich in de ihr Maximum erreicht. Es ist aber in Rücksicht der Verschiebbarkeit der Lufttheilchen nicht denkbar, dass nunmehr ein plötzlicher Abschnitt eintreten und sich oberhalb des Dichte-Maximums auf einmal normale Luftdichte einstellen werde, sondern die Verdichtung muss nach oben allmälig abnehmen, bis sie endlich in f auf Null herabsinkt. Derart participiren alle Luftschichten von de bis f in abnehmendem Masse zwar noch an der Störung, in zunehmendem aber an dem Widerstand gegen dieselbe.

Genau so wie hier die negative hat man sich auch eine positive Störung vorzustellen; selbstverständlich jedoch in der Figur die Verdichtungen als lineare Werthe nach links, die Verdünnungen aber rechts aufgetragen zu denken.

§ 9. Bewegungsgesetz des gradientenlosen Windes.

Es dürfte kaum irgendwo eine Windrichtung nachweisbar sein, welche nicht der Einwirkung eines Maximums oder Minimums unterliegt, und in diesem Falle muss sie die Isobaren und Isosteren unter einem gewissen, wenn auch noch so kleinen Winkel schneiden, weil sonst der Aus- und Eintritt des Windes und folglich auch ein Herab- oder Hinaufsteigen der Luft längs der Störung gar nicht denkbar wäre.

Denkt man sich jetzt die Intensität der Störung fortwährend bis zum gänzlichen Verschwinden abnehmend, so wird der Wind die nächstgelegene Isobare und Isostere unter einem stets kleiner werdenden Winkel schneiden, und würde zuletzt nach der Tangente derselben fortgehen, wenn er nicht gleichzeitig mit dem Aufhören der Störung ebenfalls verschwinden müsste.

Von jetzt an würde dieser gradientenlos gewordene Wind, falls er fortbestehen und seine Dichte beibehalten könnte, auf einer ruhenden Ebene geradlinig mit gleichbleibender absoluter Geschwindigkeit fortgehen; innerhalb einer zur Erdoberfläche concentrischen und rotirenden Windlage aber wird sich seine relative Geschwindigkeit vielleicht veränderlich gestalten und er wird dann irgend einer Curve folgen, welche von jenen Curven sich unterscheiden muss, die er unter dem Einflusse einer Störung einhält.

Dieser Bewegungswerth kann aber nach der Bewegung eines materiellen Punktes beurtheilt werden, welcher seinen Weg mit einer gewissen Anfangsgeschwindigkeit beginnt. und auf welchen sodann ausser der Schwere nur noch die idealen Kräfte der relativen Bewegung einen Einfluss üben.

Die Berechnung dieses Falles. obwohl er sich auf Umstände bezieht. die nur in der Idee vorhanden sind, ist aber dessenungeachtet für die spätere Beurtheilung realer Verhältnisse am Winde von Wichtigkeit.

Für ein verhältnissmässig kurzes Stück kann man die gesuchte Bewegungscurve sehr annähernd finden, wenn man sich an den betreffenden Punkt der Erdoberfläche eine tangirende Ebene gelegt denkt und auf dieser die fragliche Curve aufsucht.

Dieser Fall findet sich in Dr. Wilhelm Schell's „Theorie der Bewegung und der Kräfte" (Leipzig. bei Teubner 1879) S. 531 behandelt*). Er denkt sich an einem Punkte der nördlichen Hemisphäre, wo das materielle Theilchen seinen Weg beginnt, eine tangirende Ebene und auf diese ein Coordinatensystem gelegt, die Axe der x tangirend an den Parallel und positiv nach Osten. die Axe der y tangirend an den Meridian des Ortes und positiv nach Süden.

Er findet nun, dass der materielle Punkt (in unserem Falle also der gradienten- und reibungslose Wind) sich mit constanter Geschwindigkeit nach einem Kreisbogen bewegen müsse, dessen Mittelpunkts-Coordinaten $x_1 = -\rho \sin\alpha$ und $y_1 = \rho \cos\alpha$ für den Halbmesser $\rho = \frac{c}{2\,w \sin\varphi}$ sind. Hiebei bedeuten α den Winkel. welchen der einsetzende Wind mit der Axe der x einschliesst, c seine constante relative Geschwindigkeit. w die Winkelgeschwindigkeit der Erde und φ die geographische Breite. Der Weg wird also um so stärker eingekrümmt, d. h. der Halbmesser desselben um so kleiner werden müssen, je kleiner die Geschwindigkeit und je grösser die geographische Breite ist. In grösserer Nähe des Aequators müsste die Bahn unseres Windtheilchens sehr wenig gekrümmt und nächst desselben fast geradlinig sein.

*) Schon die erste Auflage v. J. 1870 enthält diese Lösung.

Denkt man sich nun den Winkel α spitz und positiv und sammt dem zugehörigen Kreisbogen, welcher die Bahn des Theilchens vorstellt, verzeichnet, hierauf aber den Winkel, unter welchem das Windtheilchen einsetzt, der Reihe nach $= \alpha + 90^0$, $\alpha + 180^0$, $\alpha + 270^0$ und die zugehörigen Bahnen ebenfalls aufgetragen, endlich sich selbst im Coordinaten-Anfangspunkte aufrecht stehend, so werden die Convexitäten aller vier Bahnen nach links gewendet erscheinen, die Bewegung des Windtheilchens wird somit in jedem Quadranten mit dem Gange eines Uhrzeigers übereinstimmen. In dieser Weise würde sich also der Wind von der Mitte eines unteren Maximums aus nach aussen bewegen, wenn er gradienten- und reibungslos wäre und die Bedingungen der Continuität nicht einzuhalten hätte. Gezwungen aber, der Gradientenkraft zu gehorchen, die Reibung zu überwinden und gleichzeitig im Zusammenhange zu bleiben, wird er nach dem Gauss'schen Theorem des kleinsten Zwanges überall nur um ein möglichst Kleinstes von der freien Bewegung abweichen, daher, wie auch die Erfahrung lehrt, die Uebereinstimmung mit dem Uhrzeigergange beibehalten.

Wollen wir diese Deductionen auf ein unteres Minimum statt auf ein Maximum anwenden, so haben wir zu bedenken, dass man es nunmehr, da der Wind jetzt ein einströmender ist, nicht mehr mit einer einzigen tangirenden Ebene, sondern mit deren mehreren zu thun habe, welche statt an den Mittelpunkt, an verschiedene Peripheriepunkte eines Kreises anzulegen kommen. Man wird dann finden, dass die Lage der gegen den Mittelpunkt gezogenen Windcurven dieselbe bleibe, wie im früheren Falle. Da aber nun der Wind von aussen nach innen, also in umgekehrter Richtung weht, so wird er sich gegen den Uhrzeiger bewegen, welche Regel er auch übereinstimmend mit der Erfahrung noch einhält, wenn er unter der Einwirkung eines Gradienten steht, Reibung zu überwinden und den Zusammenhang mit der umgebenden Luft zu wahren hat.

Für die südliche Hemisphäre hätten wir am einfachsten die Bezeichnungen auf der Axe der y umgekehrt zu nehmen, wodurch die Krümmungen der Windcurve auf die entgegengesetzte Seite zu liegen kommen, folglich auch obige beide Regeln sich umkehren, wie dies ebenfalls der Erfahrung entspricht.

Diesen Folgerungen, welche wir aus Dr. Schell's schönem Resultate zogen, haben wir aber noch anzufügen, dass dasselbe strenge genommen nur insolange giltig sei, als der Abstand des beweglichen Windtheilchens von der Erdaxe sich während der Bewegung nur wenig ändert. Dies wird in geringeren Breiten allerdings sehr annähernd der Fall sein, weniger aber in höheren Breiten und am wenigsten an den Polen.

Deshalb hat Dr. Schell den vorliegenden Fall für eine Ebene, welche einen der Pole tangirt und in welcher sich das Windtheilchen bewegt, noch besonders untersucht (m. s. S. 533 a. a. O.). Als Bewegungscurve desselben findet er schliesslich $\rho = \frac{v}{w} \psi$, also eine archimedische Spirale, für welche ρ den Leitstrahl und ψ den zugehörigen Winkel bedeutet. Von dem Umstande, ob v und w in demselben oder in entgegengesetztem Sinne zu verstehen sind, wird es abhängen, nach welcher Seite hin sich die Spirale entwickelt*).

Wir wollen jetzt den von Dr. Schell betretenen Weg benützen, um die Bewegungscurve des gradientenlosen Windes innerhalb einer zur Erdoberfläche concentrischen Windlage vom Halbmesser R zu ermitteln, und dadurch — wie wir glauben — die vorliegende Frage vollständig erledigen. Dabei betrachten wir die Erde als Kugel mit dem Halbmesser r und nennen g die Beschleunigung an den Polen, w aber wieder die Winkelgeschwindigkeit der Erde. Die Aequatorebene betrachten wir als Ebene der xy und die Erdaxe als Axe der z, sämmtlich innerhalb des in Betrachtung gezogenen Kugeloctanten positiv nach aussen.

Die Beschleunigungs-Projectionen der relativen Bewegung bestehen für die Masseneinheit bekanntlich:

1. Aus jenen der absoluten Beschleunigung des materiellen Punktes, folglich, da $\frac{x}{R}$ und $\frac{y}{R}$ die Cosinuse der Richtungswinkel zu den Axen der x und y sind, aus den Werthen

$$-\frac{gxr^2}{R^3} \text{ und } -\frac{gyr^2}{R^3};$$

*) Dr. A. Sprung hat diesen Gegenstand im Jännerheft des XV. Bandes der öst. meteor. Zeitschr. in eigenthümlicher Weise behandelt, welche sehr anschaulich ist und manche interessante Streiflichter enthält.

2. aus den mit entgegengesetzten Zeichen genommenen Projectionen der Beschleunigung des Systempunktes, welcher mit dem bewegten Punkte zusammmenfällt; in unserem Falle also aus den Projectionen der gemeinen Centrifugalbeschleunigung $w^2 r \cos\varphi$ (wobei φ die geographische Breite bedeutet), welche sich mit $w^2 x$ und $w^2 y$ ergeben;

3. aus den Projectionen der sogenannten zusammengesetzten Centrifugalbeschleunigung. Diese selbst ist wieder das Product aus der doppelten Winkelgeschwindigkeit und der Projection der relativen Geschwindigkeit auf eine zur Momentanaxe senkrechte Ebene (in unserem Falle also auf die Aequatorsebene) zu betrachten, und erscheint gegen ihre ursprüngliche Richtung im Sinne der Rotation um 270^0 verwendet. Diese Projectionen sind mithin auf die Axen der x und y beziehungsweise

$$-2w\frac{dy}{dt} \text{ und } 2w\frac{dx}{dt}.$$

Diesen Beschleunigungswerthen kommen bei veränderlicher Winkelgeschwindigkeit wegen veränderlicher Lage des correspondirenden Systempunktes noch anzufügen:

4. Die Projectionen der Bogenbeschleunigung $\rho\frac{dw}{dt}$, nach derselben Richtung genommen, wie die zusammengesetzte Centrifugal-Beschleunigung. Es bedeutet hier ρ eine von dem betreffenden Systempunkte auf die Momentanaxe gefällte Senkrechte; in unserem Falle wäre also diese Beschleunigung $= r\cos\varphi\frac{dw}{dt}$, entfällt jedoch aus dem Ansatze, weil die Winkelgeschwindigkeit der Erde constant ist.

Wir haben somit für die Aequatorsebene die Beschleunigungsansätze:

$$11)\quad \begin{cases} \dfrac{d^2x}{dt^2} = \left(w^2 - \dfrac{gr^2}{R^3}\right)x - 2w\dfrac{dy}{dt}, \\ \dfrac{d^2y}{dt^2} = \left(w^2 - \dfrac{gr^2}{R^3}\right)y + 2w\dfrac{dx}{dt}. \end{cases}$$

Hiezu kommt noch die Gleichung der Kugeloberfläche:

$$12)\qquad z^2 = R^2 - x^2 - y^2.$$

Multiplicirt man die erstere der Gleichungen 11) durch $\frac{dx}{dt}$ und die letztere durch $\frac{dy}{dt}$, so ergibt die Summirung dieser Producte:

$$\frac{dx}{dt}\cdot\frac{d^2x}{dt^2}+\frac{dy}{dt}\cdot\frac{d^2y}{dt^2}=\left(w^2-\frac{gr^2}{R^3}\right)\left(x\frac{dx}{dt}+y\frac{dy}{dt}\right)$$

und weiters die Integration:

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2+\left(\frac{dy}{dt}\right)^2=v^2+\left(w^2-\frac{gr^2}{R^3}\right)\left(x^2+y^2\right)=$$
$$=v^2+\left(w^2-\frac{gr^2}{R^3}\right)\rho^2,$$

wobei v die Anfangsgeschwindigkeit bedeutet und der Leitstrahl ρ in die Rechnung eingeführt wurde. Gehen wir jetzt auf Polar-Coordinaten über, indem wir $x=\rho\ cos\ \psi$ und $y=\rho\ sin\ \psi$ setzen, so schreibt sich die letzte Gleichung auch folgendermassen:

$$13)\qquad \left(\frac{d\rho}{dt}\right)^2+\rho^2\left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2=v^2+\left(w^2-\frac{gr^2}{R^3}\right)\rho^2.$$

Um noch ein zweites Integral zu erhalten, multipliciren wir jetzt die obere der Gleichungen 11) durch y, die untere aber durch x und subtrahiren die erstere von der letzteren, wornach kömmt:

$$x\frac{d^2y}{dt^2}-y\frac{d^2x}{dt^2}=2w\left(x\frac{dx}{dt}+y\frac{dy}{dt}\right).$$

Das Integrale dieser Gleichung ist:

$$x\frac{dy}{dt}-y\frac{dx}{dt}=w\ (x^2+y^2),$$

und durch Polar-Coordinaten ausgedrückt:

$$14)\qquad \frac{d\psi}{dt}=w.$$

Ziehen wir jetzt die hieraus fliessende Gleichung $\rho^2\left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2=$ $=w^2\rho^2$ von der Gleichung 13) ab, so bleibt

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)^2=v^2-\frac{gr^2}{R^3}\rho^2.$$

Wird endlich aus dieser und der Relation 14) das Zeitelement dt eliminirt, und werden die Veränderlichen getrennt, so resultirt:

$$\frac{w\,d\,\rho}{\sqrt{v^2 - \frac{g\,r^2}{R^2}\rho^2}} = d\,\psi\,.$$

Fassen wir zur Abkürzung die Werthe g, r und R zu einer Constanten C zusammen, so ergibt die Integration, da wir für $\psi = 0$ auch $\rho = 0$ anzunehmen haben:

$$15) \qquad \frac{w}{C}\ arc\ sin\left(\rho\,\frac{C}{v}\right) = \psi\,, \quad \left[C = \frac{r}{R}\sqrt{\frac{g}{R}}\right].$$

Allerdings ist dieser Werth an die Schranke gebunden, dass $v > C\,\rho$ sei; allein diese Bedingung wird jederzeit eingehalten werden, weil C ein sehr kleiner Werth ist. Da weiters auch die Winkelgeschwindigkeit der Erde ($w = 0{,}000073$ m.) sehr geringfügig ist, so wird ψ im Verhältniss zu ρ stets sehr klein, folglich diese Spirale sehr gestreckt erscheinen. Die Richtung, nach welcher sie sich krümmt, wird zwar durch das Wurzelzeichen in 15) zweifelhaft gelassen; aber nach dem Vorausgegangenen kann hierüber nie ein Zweifel obwalten.

Für die Bestimmung der Zeit ergibt sich endlich aus 14), vorausgesetzt, dass die Zählung derselben für $\psi = 0$ beginne,

$$t = \frac{\psi}{w}\,.$$

Da wir zur Entwicklung des Gesetzes der Curve 15) blos die beiden Gleichungen in 11) benützten, so ergibt sich, dass dieselbe nur einen Grundriss in der Aequatorsebene und zwar von jener krummen Linie liefere, welche der gradientenlose Wind innerhalb der Windlage vom Halbmesser R wirklich beschreibt. Will man aber diese Linie selbst finden, so hat man noch die Kugelgleichung in 12) zu berücksichtigen, oder was dasselbe, die Punkte der Grundrisscurve sich auf die Kugeloberfläche der Windlage projicirt zu denken.

Jedenfalls gibt die letzte Rechnung das Mittel an die Hand, sich von dem Verlauf dieser gestreckten Spirale eine klare Vorstellung zu machen, sie erforderlichen Falles zu zeichnen und

auch genau innerhalb der zugehörigen Windlage darzustellen, wobei man sich einfach die gegenseitige Durchdringung zwischen der dieser Windlage angehörigen Kugeloberfläche mit einer zur Erdaxe parallelen cylindrischen Fläche zu vergegenwärtigen hat, welch letztere als Querschnitt die durch das Gesetz in 15) ausgedrückte Spirale besitzt. Da die Durchschnitte dieser beiden Flächen gegen den Aequator hin sehr schleppend werden, hier aber gerade die von Dr. Schell entwickelte, zuerst aufgeführte Formel sehr zutreffend ist und auch zu einer klareren Vorstellung führt, so ergänzen sich beide Rechnungen in entsprechender Weise.

§ 10. Das Windsystem der Passate und die Luftcirculation der angrenzenden Breiten.

Seit Edm. Halley in den Londoner Philos. Transact. vom J. 1686 die erste Erklärung des Windsystems der Passate versuchte, welcher später G. Hadley den Grund beifügte, weshalb die fortschreitenden Passate gegen W abweichen, sind alle Erklärungsweisen dieses Windsystems darin einig, dass der aufsteigende Aequatorialstrom sich oben in zwei nord- und südwärts strömende Theile, die sogenannten Antipassate, theile; dass dann letztere in Nähe der Wendekreise niedersteigen und hiedurch hier einen höheren Barometerstand begründen. Zwingende, auf mathematischer Grundlage beruhende Ursachen für dieses plötzliche Herabsteigen des Antipassates vermag keine derselben anzugeben. Von hier an trennen sich aber die Hypothesen. Nach Maury soll es der herabgestiegene Antipassat sein, welcher sich gegen die Polargegenden bewegt und später im oberen Theile der Atmosphäre gegen die Wendekreise zurückkehrend hier abermals heruntersteigt, um nunmehr wieder als unterer Passat gegen den meteorologischen Aequator zu strömen. Dove, welcher an einer solchen Kreuzung von Luftströmen, für die es im Bereiche der Natur wohl kein zweites Beispiel gäbe, mit Recht Anstoss nimmt, lässt den herabgestiegenen Antipassat als Aequatorialstrom gegen die Polargegenden vordringen und von dort als nebenliegenden Polarstrom gegen die Wendekreise und weiter als unteren Passat gegen den Aequator zurückkehren. Auch Mühry und viele Andere scheinen diese

Anschauung adoptirt zu haben; wenigstens betont Ersterer wiederholt, dass er den Antipolar neben dem Polar liegend erachte. Buys-Ballot endlich ist der Ansicht, dass zwar ein Theil des niedergestiegenen Antipassates gegen den Aequator unmittelbar zurückkehre, ein anderer aber in Streifen sich polwärts bewege; die Zwischenräume, welche diese Streifen belassen, sollen die als Polarströme rückkehrenden Winde ausfüllen.

Diese Erklärungen verstossen aber fast sämmtlich insoferne gegen die Theorie, als Winde, welche zusammengehören, niemals nebeneinander liegen können, sondern stets übereinander liegen, d. h. als Ober- und Unterwinde auftreten müssen. Auch wird Niemand in Abrede stellen können, dass alle diese ausgedachten Ventilationssysteme gegenüber den einfachen Erscheinungen, wie sie bei künstlichen Ventilationen zu Tage treten, sämmtlich sehr verwickelt und erzwungen erscheinen, und schon dadurch Verdacht erregen. Derart stehen wir also bezüglich des Windsystems der Passate noch heute vor einer offenen Frage!

Statt aber unserer Phantasie die Zügel zu überlassen, wollen wir blos von der einfachen und unläugbaren Thatsache ausgehen, dass ein aufsteigender Aequatorialstrom bestehe, welcher sich oben in zwei Antipassate spaltet, und zusehen, wohin wir unter dieser Voraussetzung an der Hand des Calcüls gelangen.

Stellen wir uns vor, dass der Antipassat um die ganze Erde reiche und dass ein Theil desselben nächst des Aequators unter geogr. Breite φ in eine Windlage (zur Erdoberfläche concentrische Schicht) von der Höhe $= 1$ mit der meridionalen Geschwindigkeit c eintrete; es wird nun, wenn R der Halbmesser der Windlage ist, der Werth $2\,\pi\,R\,cos\,\varphi$ den Strömungsquerschnitt darstellen. Ist später der Wind mit der meridionalen Geschwindigkeit c_1 in die Breite φ_1 eingerückt, so bildet nunmehr der Werth $2\,\pi\,R\,cos\,\varphi_1$ seinen Strömungsquerschnitt, und wenn wir überdies die diesen beiden Zuständen zugehörigen Luftdichten mit s und s_1 bezeichnen, so wird sein müssen:

$$\frac{c_1}{c} = \frac{2\,s\,R\,cos\,\varphi}{2\,s_1\,R\,cos\,\varphi_1} = \frac{s}{s_1} \cdot \frac{cos\,\varphi}{cos\,\varphi_1}.$$

Wir betonten im § 3, dass vor Allem der Continuität des Windes Rechnung zu tragen sei. Vorstehende Relation ist

aber nichts anderes als die erste der Continuitäts-Gleichungen für das Passatsystem, welcher später (im § 11) noch deren zwei andere nachfolgen werden.

Der Werth $\frac{s}{s_1}$ wird hier nur wenig von der Ziffer 1 abweichen, wie weit der Wind auch gegen den Pol vordringen möge; umsomehr wird dies aber beim zweiten Factor $\frac{cos\ \varphi}{cos\ \varphi_1}$ der Fall sein. Deshalb wird die meridionale Geschwindigkeit des vordringenden Antipassates fortwährend wachsen und endlich eine störende Depression herbeiführen. Allerdings geht der Antipassat anfänglich nicht rein polwärts, und es gilt daher unsere Betrachtung zunächst nur für eine Componente der Geschwindigkeit des Antipassates. Das Vorhandensein einer zweiten Componente ändert aber — wie leicht einzusehen — gar nichts in unserer Schlussweise. Dass aber eine Depression durch die allmälig wachsende Geschwindigkeit des Antipassates wirklich herbeigeführt werde, zeigt folgende Betrachtung. Die bei der Geschwindigkeitsvergrösserung zu leistende Arbeit steht im Verhältnisse zum Werthe $c_1^2 - c^2$, und muss aus dem Wärmefonde des Windes bestritten werden; dieser erkaltet somit, und es muss nach dem M.-G.-L. Gesetze (welches auch bei Winden wenigstens in verticaler Richtung gilt) beinahe in demselben Verhältnisse der Luftdruck sinken*); denn die Luftdichte s_1 sollte ja eigentlich mit der Breite φ_1 zunehmen; wenn sie daher auch in Folge der eintretenden Störung in dieser Höhe abnimmt, statt zu wachsen, so kann eben dieses Umstandes halber der Unterschied zwischen s und s_1 hier niemals beträchtlich werden.

Bei vorrückendem Antipassate muss aber diese Depression endlich so bedeutend werden, dass sie ähnliche Luftbewegungen hervorrufen muss, wie eine nächst der Erdoberfläche, allerdings aus anderen Gründen entstandene Depression. Da sie aber gürtelförmige Gestalt besitzt, so kann der Wind nicht allseitig, sondern nur von zwei Richtungen eindringen, nämlich von der dem Aequator und gleichzeitig von der dem Pole zugewendeten Seite. Nachdem aber dem § 7 zufolge die höheren Luft-

*) Auch in einer Windleitung bewirken Verengungen Vermehrung der Geschwindigkeit, Fallen des Manometers und Erkalten des Stromes.

schichten einen Widerstand äussern, so wird die beiderseits zuströmende Luft niedersteigen müssen. Nächst des Bodens werden beide Ströme ihre verticale Componente zum Theil in Pressung umsetzen, es wird sich hier ein gürtelförmiges Maximum bilden und die Winde werden entsprechend wärmer austreten. Besitzen die Ströme ausser der meridionalen Geschwindigkeits-Componente, welche sie beim Eintreten als frühere Oberwinde besassen und einbüssten, noch eine andere Horizontal-Componente, so können sie dieselbe nicht verlieren, sondern diese muss auch beim Austreten der Winde noch wirksam bleiben.

Fassen wir jetzt zunächst in dieser Beziehung die polseitigen Ströme der Wendekreis-Calmen in's Auge. Allerdings müssen dieselben beim Niedersteigen wegen Rotation der Erde eine geringfügige Ostcomponente gewinnen; da sie aber beim Austreten als Unterwinde dort, wo die Isobaren nicht allzu sehr von den Parallelkreisen abweichen, oder monsunartige Winde die Erscheinung stören, eine so entschiedene Tendenz zeigen, östlich zu strömen (wobei sie manchmal wie in den wärmeren Monaten der südlichen Hemisphäre sogar anfänglich als reine Westwinde auftreten), so ist anzunehmen, dass sie schon als Oberwinde eine stärkere Ostcomponente besessen haben und dass somit im Allgemeinen die Oberwinde der nördlichen Hemisphäre NW-Winde, jene der südlichen aber SW-Winde gewesen seien. Hiemit stimmen auch später (am Schlusse des § 11) vorzunehmende Untersuchungen überein, und wir werden dort auf diesen Gegenstand wieder zurückkommen. Cirri-Beobachtungen dürften hiezu dereinst die bestätigenden Belege liefern.

Die Unterwinde dieses Stromes werden, auch wenn sie anfänglich reine Westwinde gewesen wären, sich allmälig polwärts wenden und zunächst mit negativen Störungen (unteren Minimis) der gemässigten Zone die Winde tauschen; möglich, dass sie hiebei in vereinzelten Fällen selbst bis in die kalte Zone greifen. Letztere Störungen dürften wohl ausschliesslich axiale Gestalt besitzen, also negative Störungsaxen sein, wobei nach dem bereits Gesagten ein langgestreckter oder selbst mehr oder weniger gebogener Querschnitt derselben keinen im System begründeten Unterschied mehr bildet. Sehr häufig dürfte es dabei vorkommen, dass negative Störungsaxen der gemässigten Zone

gleichzeitig einerseits von einem Stücke des Wendekreis-Störungsgürtels und anderseits von einer positiven Störungsaxe mit Unterwinden versorgt werden.

Im § 4 wurde dargethan, weshalb die Depressionen die wärmere Jahreszeit windstiller machen. Hiezu tragen aber auch die positiven Störungen das Ihrige bei. Nicht nur besitzen dieselben während dieser Zeit innerhalb der gemässigten und kalten Zone eine geringere Intensität, sondern auch die Winde der Wendekreis-Calme zeigen nach Mühry eine beträchtliche Herabstimmung, welche dadurch erklärlich ist, dass wegen des steileren Erwärmungswinkels die Windkraft der Passate während dieser Jahreszeit entsprechend abnimmt; demnach müssen auch die polwärts der Wendekreis-Calmen entweichenden Unterwinde zu dieser Zeit an Stärke verlieren, da beide demselben Störungsgürtel entstammen.

Ohne Zweifel werden auch manche Wanderstürme, wenigstens theilweise, vom Störungsgürtel der Wendekreise mit Unterwinden versorgt, zumal wenn beide nicht allzu weit auseinander liegen. Wenn die meteorologischen Beobachtungsstationen dereinst entsprechend vermehrt sein werden, wird uns die ausübende Meteorologie die Antwort hierauf nicht schuldig bleiben.

Der Strom, welcher äquatorwärts nächst den Wendekreisen niedersinkt, kann jetzt nur der gesammte frühere Antipassat sein; es kann sich somit kein Theil desselben abzweigen, sondern der niedergesunkene Antipassat kehrt vollständig und unverkürzt als Passat zum meteorologischen Aequator zurück. Dadurch eben bilden beide ein vollständiges gürtelförmiges Windsystem, welches im Querschnitte einen geschlossenen Windring zeigt.

Man wird uns gewiss zugeben, dass die vorstehende Darstellung den Hauptwindwechsel unserer Atmosphäre in weit weniger gezwungener und den Naturgesetzen viel entsprechenderer Weise erklärt, als die Eingangs dieses Paragraphen reproducirten Hypothesen. Ihr zufolge zerfällt die Ventilation unserer Atmosphäre in vier Gruppen, und zwar: in das Doppelsystem der Passate mit je einem positiven und je einem negativen Störungsgürtel, und in zwei getrennte Systeme der kälteren Zonen mit je einem positiven Störungsgürtel und verschiedenen

positiven und negativen Störungsaxen, deren Lage weit veränderlicher ist, als jene der Gürtel. Alle Störungsgürtel erscheinen im Querschnitte doppelt und jeder dieser beiden Theile gehört einem anderen Systeme an.

Wenden wir uns jetzt dem näheren Studium des Windsystemes der Passate zu, wobei wir aber — da es sich hier nur darum handeln kann, die Regel und nicht die Ausnahmen festzustellen — behufs Erzielung eines regelmässigeren Verlaufes der Luftcirculation annehmen wollen, es bestehe die Erdoberfläche, soweit sie in das Bereich der Passate fällt, nur aus Wasser.

In erster Linie wird es sich darum handeln, die wahre Ursache einer solchen Circulation festzustellen. Nach Formel 6) § 4 entsteht zur Aequinoctialzeit nächst des Aequators keine Windkraft, der Auftrieb aber ist nach § 3 mit dem Gleichgewichte der Luft verträglich. Dieser würde in der That (Störungen des labilen Gleichgewichtes der Luft natürlich ausgenommen) nur eine Verflachung der isosterischen Flächen in der Gegend des Aequators, aber keine weitere Luftbewegung herbeiführen. Wenn sich auch der Auftrieb weithin ausserhalb des Aequators in abnehmendem Masse fortsetzt, so wird hieraus nur eine Aenderung in der Lage der genannten Flächen, aber noch immer keine horizontale Luftbewegung resultiren. Wir sind also auch hier genöthigt, unsere Zuflucht zur Windkraft zu nehmen, und wir denken uns zu diesem Ende das ganze Passatsystem der Höhe nach in zur Erdoberfläche concentrische Windlagen getheilt, deren unterste etwa die Höhe 1 besitzt, während für die höher gelegenen Windlagen die Höhen in jenem Masse wachsen, als die Luftverdünnung zunimmt. Diese Luftschichten absorbiren Wärme, aber in einem nach oben rasch abnehmenden Verhältnisse; dabei ist zwar die Windkraft (wenn wir Aequinoctium voraussetzen) nach Formel 6) § 4 nächst des Aequators Null, wächst jedoch fortwährend gegen die Wendekreise. Wenn wir diese beiden Umstände berücksichtigen, so ergibt sich, dass die Gesammtwindkraft der Passate jene der Antipassate bedeutend übertreffen werde; die beiden Passate müssen sich also — da sie nicht mit dem Maximum, sondern mit dem Minimum der Spannung aneinander grenzen, ihnen also keine hindernde Kraft ge-

genübersteht — gegen den meteorologischen Aequator herandrängen und derart die Circulation einleiten. Die wahre Ursache dieser Strömung ist also nur die weit überwiegende Windkraft des Unterwindes, und demnach vollkommen mit jener Ursache übereinstimmend, welche auch in anderen Windsystemen die Circulation hervorruft.

§ 11. Fortsetzung.

Fig. 5 sucht die beiden Windsysteme der Passate bildlich zu versinnlichen; nur erscheinen dieselben der besseren Deut-

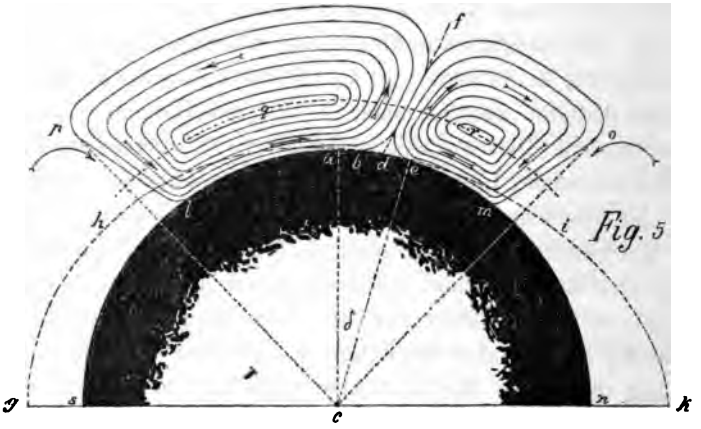


Fig. 5

lichkeit halber stark überhöht; c ist der Mittelpunkt der Erde, n und s sind die Pole, a der Durchschnittspunkt des geographischen Aequators. Denkt man sich jetzt die isosterischen Flächen, so werden die höher gelegenen mit der Erdoberfläche nicht in Berührung, die tieferen aber mit ihr zum Durchschnitte kommen und hiebei die gleichnamigen Linien liefern. Zwischen beiden Gruppen wird sich aber eine isosterische Fläche finden, welche die Erdoberfläche längs einer Linie blos berührt, und diese ist der wahre meteorologische Aequator, nämlich die Linie der geringsten Luftdichte auf der Erdoberfläche. Es soll b einen Durchschnittspunkt desselben, und $g\,h\,i\,k$ die ideale Durchschnittslinie der berührenden isosterischen Fläche darstellen. Man sieht, dass die Nordseite derselben mehr gedrückt, die südliche aber mehr gerundet erscheint, wodurch sich eben bei der Berührung

die bekannte, etwas nordseitige Lage des meteorologischen Aequators vom geographischen ergibt.

Dass die isosterische Berührungsfläche wirklich annähernd eine solche Gestalt besitzen müsse, folgt aus nachstehender Betrachtung. Wenn Druck und Temperatur auf der ganzen Erdoberfläche und in gleicher Höhe des Luftraumes überall gleich wären, so müssten die isosterischen Flächen ebenfalls nahezu Kugelgestalt besitzen; je stärker sich aber zunächst die Temperatur auf einer Hemisphäre vom Aequator gegen die Pole zu am Boden und im darüber liegenden Luftraume ändert, umsomehr werden auch die isosterischen Flächen nächst des Aequators verflachen und nächst der Pole sich einkrümmen. Nun sind aber nach Dr. J. Hann (m. s. Bd. LXXXV, Jännerheft 1882 der Akad. d. Wiss. in Wien: über die Temperatur der südlichen Hemisphäre) auf der südlichen Halbkugel die Temperatursdifferenzen der höheren Breiten geringer als auf der nördlichen; dadurch wird für jene eine mehr gerundete, für diese eine mehr gestreckte Gestalt der isosterischen Berührungsfläche bedingt, und somit auch die Berührungslinie derselben mit der Erdoberfläche oder der meteorologische Aequator etwas nördlich vom geographischen verlegt.

In der Fig. 5 ist die Declination der Sonne δ nördlich angenommen; demgemäss sollte sich zu dieser Jahreszeit der meteorologische Aequator beiläufig in e befinden; denn hier fände theoretisch die stärkste Verdünnung der Luft statt. Ungeachtet seiner durchschnittlich etwas nördlicheren Lage rückt der meteorologische Aequator jedoch nur so wenig vor, dass seine Bogenabweichung vom geographischen Aequator zur Zeit der grössten Declination der Sonne nur etwa die Hälfte der letzteren beträgt. Der Grund hiefür dürfte in nachstehenden Verhältnissen zu suchen sein.

Durch den nördlicheren Stand der Sonne werden die Temperatursunterschiede zwischen den höheren und geringeren Breiten auf der nördlichen Hemisphäre herabgesetzt, auf der südlichen aber erhöht; demgemäss strebt die isosterische Berührungsfläche auf jener sich mehr abzurunden, auf dieser aber sich mehr zu strecken, und es werden demnach die vom Aequator entfernter liegenden Elemente derselben das Bestreben äussern, die Be-

rührungslinie oder den metorologischen Aequator weiter nach Süden zu verlegen, während die Sonne zufolge ihres Standes bemüht ist, ihn gegentheils weiter nach Norden zu verrücken. Aus diesem Entgegenwirken zweier Kräfte muss sich aber ein Gleichgewichtszustand herausbilden, wonach der meteorologische Aequator weder zwischen *a* und *b*, noch in die Gegend von *e*, sondern etwa nach *d* zu liegen kommt. Hiernach wird sich also die isosterische Berührungsfläche derart deformiren, dass die Berührung in *d* erfolgen kann, ohne ihr am Schlusse des § 3 erwähntes Bildungsgesetz, an das sie stets gebunden bleibt, zu verläugnen.

Es wird sonach im wahren meteorologischen Aequator stets die ununterbrochen dünnste Luft sich befinden müssen. Die untere Luft in der Gegend von *e* muss also schon etwas dichter sein, während doch die Sonne hier so viel Wärme an Luft und Boden abgibt, dass sie mit derselben eigentlich eine noch grössere Verdünnung der Luft erzielen sollte, als in *d*. Wie löst sich also dieser scheinbare Widerspruch? Einfach durch die Anordnung, dass jene Wärme, welche dem Früheren zufolge nicht zur bleibenden Verdünnung verwendet werden kann, eine intermittirende Verdünnung, also zeitweilige Störungen der Luftdichte und durch diese zeitweilige Stürme hervorruft, für deren Auftreten mithin die grösste Wahrscheinlichkeit zu jener Zeit vorhanden ist, zu welcher die Sonne im Zenith steht.

Es ist anzunehmen, dass der Winkel, welcher dem Abweichungsbogen *de* entspricht, nach oben um so kleiner sein werde, je weiter die betreffende Luftschicht von der Erdoberfläche entfernt liegt, und dass er zuletzt ganz verschwinden müsse. Demgemäss steigt die Luft nächst des meteorologischen Aequators nicht nach einer verticalen, sondern nach einer schrägen Linie *df* empor, welche zur Horizontalebene unter einem Winkel geneigt ist, dessen Schenkel sich gegen N öffnen. Ebenso dürfte das Herabsteigen des Antipassates kaum nach einer Verticalebene, sondern in schräger Richtung erfolgen, wie dies die Linien *lp* und *mo* andeuten, weil dem Einfluss der äquatorwärts wirkenden und von oben nach unten immer zunehmenden Windkraft keine andere Kraft entgegenwirkt, welche dies verhindern würde. Diese schrägen Begrenzungsflächen ge-

statten auch den Niederschlägen an den polseitigen Rändern der Passatsysteme in das Bereich der aussertropischen Winde zu gelangen, wo sie wahrscheinlich zum Theil in Wasserdampf rückverwandelt und weiter polwärts geführt werden.

Wenn wir noch beifügen, dass der übrige Theil des durch Linien und Pfeile angedeuteten Rundganges der Luft in Windlagen zu geschehen habe, welche zur Erdoberfläche concentrisch sind und gegen oben verhältnissmässig zur Luftverdünnung an Höhe stets zunehmen, und weiters noch, dass das Umbiegen der Lufttheilchen bei l und p, dann m und o der Windkraft halber in kurzen, bei d und f aber wegen Mangels derselben in grösseren Bögen erfolgen wird, so haben wir die Beschreibung, soweit die Figur reicht, ziemlich erschöpft. Der durch q und r gehende Bogen soll die Grenzscheide zwischen Passat und Antipassat vorstellen, wobei jeder Windlage des ersteren eine höhere Windlage des letzteren entspricht. Die grösseren Pfeile bei o und p sollen nur daran erinnern, dass nächst der Wendekreise auch aus den gemässigten Zonen Winde herangezogen und unten wieder dahin abgegeben werden, wie dies schon früher eingehender dargelegt wurde.

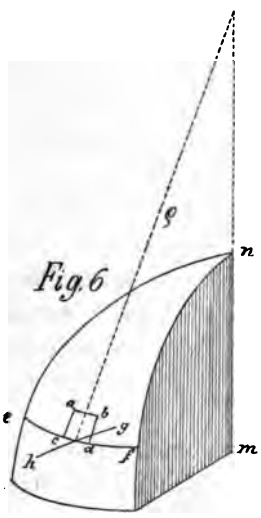
Die relative Stärke der in den verschiedenen Höhen zu- und abströmenden Winde ist unter übrigens gleichen Umständen nahezu unabhängig von der Form des Windsystems und derselben soll daher später (§ 12) ausführlicher gedacht werden. Es möge nur erwähnt werden, dass auch der Passat sowohl als der Antipassat jeder ein Maximum der Windstärke und zwei Minima derselben besitzen müsse, von denen das eine, welches in der Höhe von q und r gelegen, beiden gemeinschaftlich und in welchen die Windgeschwindigkeit gleich Null ist.

Gegentheils stehen die Wege, welche die Lufttheilchen in einem Windsysteme zurückzulegen haben, stets in einem innigen Verbande mit der Gestalt desselben, und kommen daher hier noch eingehender zu beschreiben.

Beginnen wir mit dem nördlichen Passate, für dessen Richtung, wie für jene eines jeden Windes, nach § 3 in erster Linie die Continuitätsbedingungen massgebend sind, weil jeder Wind vor Allem den Zusammenhang seiner Theile zu wahren strebt. Eine derselben wurde bereits im vorigen Paragraphen

angegeben: zur Kenntniss der noch übrigen führt die nachstehende Betrachtung.

Es stelle Fig. 6 ein Stück unserer nördlichen Hemisphäre vor, auf welcher bei ganz regelmässiger Ausbildung des Passat-Windsystemes die Isosteren ef mit Parallelkreisen zusammenfallen würden. Es sei ferner gh die Richtung des Passates. Wir denken uns jetzt irgend eine (zur Erdoberfläche concentrische) Windlage des Passates von der Höhe 1 vertical in lauter elementare Prismen von der Basis $abcd$ getheilt, deren eine Seitenfläche ab zur Peripheriegeschwindigkeit, deren andere ac aber zur radialen Geschwindigkeit des Passates proportional sei, wobei als zugehöriger Halbmesser der Radius ρ der einhüllenden Kegelfläche zu betrachten ist. Diese elementaren Luftprismen sollen aber nicht gleich gross sein, sondern gleiche Luftmasse μ enthalten. Stellen wir nun die Bedingung, dass diese Prismen während der ganzen Dauer des Windes sich berühren, dieser also ein dauernd geschlossener sein soll, so muss die Grundfläche $abcd$, welche wir anstandslos durch das Product $ab \times ac$ bezeichnen können, jederzeit der Luftdichte s verkehrt proportionirt sein. Da nun der Voraussetzung zufolge ab der Peripheriegeschwindigkeit $\rho \frac{d\psi}{dt}$ (worin ψ den zu ρ gehörigen Winkel und t die Zeit vorstellt) und ac der Radialgeschwindigkeit $\frac{d\rho}{dt}$ proportional sein soll, endlich μ ein willkürliches unendlich Kleines zweiter Ordnung bedeutet, folglich $\frac{\mu}{dt^2} = k$, d. h. gleich einer Constanten sein wird, so haben wir, wenn wir bei der Willkürlichkeit von μ den Werth $k = 1$, d. i. gleich der Masseneinheit nehmen, als zweite Continuitätsbedingung:



16) $$\rho \frac{d\psi}{dt} \times \frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{s}.$$

Die dritte Continuitätsbedingung wird durch den Umstand bestimmt, dass in jedem der elementaren Prismen die Luftdichte längs ab ebenso gross sein muss als längs ac, was nur dann der Fall sein wird, wenn die radiale und peripherale Geschwindigkeit jederzeit einander proportional sind; wir erhalten sonach:

$$17) \qquad c\rho\frac{d\psi}{dt}=\frac{d\rho}{dt},$$

woraus das Gesetz der Bahn, durch Bogencoordinaten ausgedrückt, nach Hinweglassung von dt und Trennung der Veränderlichen leicht zu finden ist. Sie ist, wie der letzte Ansatz deutlich zeigt, eben eine Linie, welche die Isosteren, die bei einem regelmässigen Verlauf mit Parallelkreisen zusammenfallen, unter einem constanten Winkel schneidet, dessen Tangente c ist, somit in Merkators Projection eine Gerade. Auf eine nahezu geradlinige Strömung führt aber auch nach Prof. Schell in Nähe des Aequators die Untersuchung des gradientenlosen Windes, von dessen Richtung also der südwestlich strömende Passat möglichst wenig und nur um so viel abweichen wird, als es die Continuitätsbedingungen erfordern.

Eliminiren wir aus den beiden Gleichungen 16) und 17) den Werth $\frac{d\psi}{dt}$, so kommt

$$18) \qquad \frac{d\rho}{dt}=\sqrt{\frac{c}{s}}.$$

Nach den beiden letzten Gleichungen lassen sich somit die zweite und dritte Continuitätsbedingung folgenderweise aussprechen:

Der fortschreitende Wind schneidet die Isosteren unter constantem Winkel und seine Radialgeschwindigkeit steht stets im umgekehrten Verhältniss zur Quadratwurzel aus der Luftdichte.

Verfolgen wir jetzt das Lufttheilchen im aufsteigenden Strome, welchen wir uns vorerst in der Verticalebene des Aequators vorstellen wollen. Hier wirken blos central gerichtete Kräfte auf das Theilchen, nämlich die Schwerkraft und der Auftrieb, und es ist bekannt, dass Kräfte unter solchen Umstän-

den, sofern sie blos nach der Entfernung des Theilchens vom Mittelpunkte sich richten, mögen sie sonst was immer für Gesetze befolgen, das Princip der Erhaltung der Flächen einzuhalten streben. Selbst die Bedingung des Zusammenhanges der Theilchen wird hierin nur wenig ändern; denn aus den Gleichungen 17) und 18) folgt:

$$19) \qquad \frac{1}{2}\rho^2 \cdot \frac{d\psi}{dt} = \frac{\rho . d\rho}{2c . dt} = \frac{\rho}{2\sqrt{cs}}.$$

Der linksseitige Theil repräsentirt die Sectorengeschwindigkeit; der zuletzt stehende wird aber einen Werth liefern, der von einer Constanten wenig verschieden ist und nur sehr mässig wächst. Es ist nämlich ρ nahezu constant, weil dieser Werth, selbst wenn man die grösste Höhe des Aequatorialstromes auf 20.000 m. annimmt, höchstens nur um $^1/_3$ Procent des Erdhalbmessers sich ändert. Was aber die Luftdichte s betrifft, so wird diese in einem beträchtlich geringeren Masse nach oben abnehmen, als es sonst der Fall wäre, weil der Aequatorialstrom unten ein Minimum der Dichte zeigt, welches gegen oben wegen Widerstandes der Luftschichten der tellurischen Region allmälig in ein (relatives) Maximum übergeht.

Da das Lufttheilchen im unteren Theile des Aequatorialstromes mit einer westlichen Componente der Geschwindigkeit einsetzt, so wird es dieselbe auch im Aufsteigen beibehalten, und deshalb wird der Bogen, welchen es hier unter sehr langsamem Wachsen der Sectorengeschwindigkeit beschreibt, ebenfalls gegen Westen gerichtet sein. — Ein Ueberhängen des Aequatorialstromes nach Nord oder Süd, wie dies die Jahreszeit abwechselnd verlangt, wird sehr wenig an dem eben beschriebenen Vorgange ändern.

In die betreffende Windlage des Antipassates einbiegend, wird das Windtheilchen noch immer seine westliche Geschwindigkeits-Componente besitzen, daher ziemlich geradlinig eine ungefähr nordwestliche Richtung einschlagen. Ueberhaupt gilt aber betreffs der Bewegungscurve des Antipassates alles dasjenige, was über jene des Passates gesagt wurde, nur mit dem Unterschiede, dass die Richtung des ersteren eine nordwestliche sein muss.

Nach Dove soll zwar (m. s. dessen „Gesetz der Stürme") der Antipassat eine dem Passate entgegengesetzte Richtung einhalten; allein er entnimmt die wenigen Belege hiefür vornehmlich Gegenden, die sich an und unfern von Meeresküsten oder auf Inseln befinden, wo bekanntlich die Regelmässigkeit des Passates mehr oder minder alterirt erscheint. Grösseres Vertrauen dürften daher Mühry's Resultate verdienen, welche derselbe vielen Cirri-Beobachtungen entnahm und im Bd. XI, S. 217 der österr. meteorol. Zeitschrift in folgenden Worten zusammenfasst:

„Was also die Richtung der auf der nördlichen Seite des Aequators diesem entlang beobachteten Cirriwolken betrifft, so ersieht und ergibt sich Folgendes: Entschieden ist der Zug der Cirri vorherrschend, ja fast stetig nach Westen hingehend, wobei zu unterscheiden ist, dass auf der südlichen Hälfte unseres Raumes, welcher dem Aequator angrenzt, auf 0°—5° N, die Richtung zwischen NW und SW sich hält, aber auf der nördlichen Seite unseres Raumes, 5°—10° N, schon eine überwiegende Tendenz nach NW hin zeigt, worin man schon den Uebergang zum nordhemisphärischen Antipassat angedeutet erkennen darf, ja muss, umsomehr, da einige Monate hindurch, Januar und Februar, diese Richtung der Cirri nach NE hin hier wirklich vorwiegend eingehalten sich zeigt."

Jene Stelle des Citates, welche durch gesperrte Schrift hervorgehoben wurde, scheint das Ueberhängen des aufsteigenden Aequatorstromes gegen N in den wärmeren Monaten der Nordhemisphäre zu bestätigen, weil in Nähe des Aequators ausser Cirris, die nach NW zogen, auch nach SW ziehende beobachtet wurden, von denen die letzteren, obwohl noch diesseits des Aequators gelegen, schon dem südlichen Antipassat angehört haben dürften. Dass endlich im Januar und Februar die Cirri vorwiegend nach NE gezogen seien, constatirt jedenfalls nicht die Regel, sondern nur eine Ausnahme.

Beim Niedersteigen des Passates in Nähe des nördlichen Wendekreises kommen alle jene Umstände wieder zu berücksichtigen, wie sie beim aufsteigenden Strome betrachtet wurden; denn die hier auftretenden Windkräfte vermögen, weil sie eine nahezu

senkrechte Richtung zu den Centralkräften besitzen, der Wirkung der letzteren nur sehr wenig Eintrag zu thun; da aber der Weg des niedersteigenden Lufttheilchens gegen jenen des aufsteigenden ein umgekehrter ist, so wird hier die Sectorengeschwindigkeit eine mässig zunehmende und der beschriebene Bogen, nachdem das Theilchen mit einer westlichen Geschwindigkeits-Componente eingetreten, wieder ein nach W gewendeter sein. Derart gelangt das Lufttheilchen, fortwährend westlich vordringend, beträchtlich weiter in W von jenem Punkte zu Boden, wo es seinen Rundlauf begonnen, und es beschreibt somit dasselbe während des letzteren einen Weg nach W, welcher jenem einer Schraubenlinie nicht unähnlich ist.

Beim Windsystem des südlichen Passates wird sich Alles in ganz ähnlicher Weise abwickeln, nur ist der Passat bekanntlich gegen NW gerichtet und der Antipassat gegen SW. Letzteres wird auch von Mühry im XI. Bd., S. 220 der österr. meteor. Zeitschr. mit den Worten bestätiget: „Es war zu erwarten, dass analog auf der Südseite des Aequators, 0^0—10^0 S, die hohen Cirriwolken vorherrschend eine Richtung nach Südwest hin zeigen würden; dies findet sich nun wirklich bestätiget, wie sich aus folgendem, nach den Angaben aufgestellten Schema ersehen lässt“ (folgt Schema).

Wir dürfen uns demnach nicht wundern, wenn wir einmal ungewöhnlich starken Regen aus dem Wolkenringe der Aequatorial-Calme an einer Ostküste niederfallen sehen, wie dies beispielsweise an der Nordostküste Südamerikas im Winter der Fall ist, während in den aussertropischen Breiten bekanntlich die Westküsten vorzugsweise mit Niederschlägen bedacht erscheinen.

Da die Winkelgeschwindigkeit der Atmosphäre im grossen Ganzen dieselbe sein muss, wie jene der Erde, so ist zu erwarten, dass dieses stetige Vordringen der Lufttheilchen der Passat-Windsysteme nach W durch ein ebenso stetiges Vordringen anderer Lufttheilchen nach E paralysirt werden müsse. In der That sahen wir beim polwärts niedersteigenden Strome nächst des nördlichen Wendekreises, dass er seine Oberwinde von NW beziehe, die Unterwinde aber in der Richtung gegen E und NE absende. Jedes Lufttheilchen wird hiemit, indem

diese Winde mit nördlicher gelegenen negativen Störungen in Verbindung treten, sich fortwährend im Zickzack gegen Osten bewegen, und derselbe Fall wird beim polwärts aufsteigenden Strome des südlichen Wendekreises eintreten, nur dass hier die Oberwinde aus SW kommen und die Unterwinde nach E und SE abgegeben werden. Hiernach wird sich also sämmtliche Luft der heissen Zone allmälig gegen W, jene der angrenzenden höheren Breiten aber allmälig und in entsprechendem Masse gegen E bewegen. Diese in den hohen Luftlagen von W nach E gerichtete Hauptströmung wird auch von den Luftschiffern bestätiget. Wir gelangten also merkwürdigerweise auf einem ganz abweichenden Wege zu demselben Resultate wie W. Ferrel im I. Theile seiner „Meteorological researches", und werden eine theoretische Begründung hiefür im § 16 nachtragen.

§ 12. Bewegungsgesetze des axialen Windes.

Kein anderer Gegenstand der Meteorologie ist von der Theorie mit solcher Vorliebe behandelt worden, als der im Titel angegebene. Wenn nun der Verfasser sich erlaubt, denselben nochmals in Angriff zu nehmen, so möge ihn der Umstand rechtfertigen, dass er auch in dieser Richtung glaubt, dem bereits Bekannten gänzlich Neues anfügen zu können.

Wir verstehen unter einem axialen Winde zum Unterschiede von der gürtelförmigen Passatströmung eine horizontale Luftströmung, welche von allen Seiten der Peripherie gegen das Innere einer Störungsaxe eindringt, oder von dort allseitig nach aussen weht. Ein axenförmiges Windsystem besteht nach § 8 aus einem Ober- und Unterwinde und mindestens zwei Störungsaxen, einer positiven und einer negativen. Die Winde denken wir uns in Windlagen, d. h. in Schichten getheilt, welche horizontal oder bei grösserer Ausdehnung von Kugelflächen begrenzt sind, die concentrisch zur Erdoberfläche. Die Bewegung der Luft innerhalb einer solchen und zwar der untersten Windlage ist es, welche wir hier zunächst mit Rücksicht auf eine einzige Störungsaxe in Betracht ziehen wollen; äusserlich wird also unsere Windlage von der zugehörigen äussersten Isostere, innerlich aber von jenem Raume begrenzt, in welchem die Luft nach oben aufsteigt oder von dort herabkommt.

In beiden Fällen haben selbstverständlich auch hier wieder in erster Linie die Continuitätsbedingungen Geltung, unter denen aber jene des § 10, als ausschliesslich dem Passatsysteme angehörig, in Ausfall kommt, und nur jene beiden in Rücksicht kommen, welche im vorigen Paragraphen ausgesprochen und durch die Gleichungen

$$20) \qquad c\,\rho\,\frac{d\,\psi}{d\,t} = \frac{d\,\rho}{d\,t} \quad \text{und} \quad \frac{d\,\rho}{d\,t} = \sqrt{\frac{c}{s}}$$

ausgedrückt wurden, in denen aber jetzt ρ vom Windtheilchen bis zur Störungsaxe zu messen kommt. Die erste dieser Gleichungen liefert $d\,\psi = \frac{d\,\rho}{c\,\rho}$, also für die Ebene und kreisförmige Isosteren eine logarithmische Spirale, welche somit für diesen Fall die von anderen Rücksichten, als Reibung, Gradient u. s. w. ganz unabhängige Bahn des Windtheilchens darstellt. Guldberg und Mohn haben demnach durch diese Annahme ihren Berechnungen eine ganz richtige Grundlage gegeben. Die zweite der obigen Gleichungen würde in $\sqrt{s}\,.\,d\,\rho = \sqrt{c}\,.\,d\,t$ eine Relation zwischen Weg und Zeit ergeben; aber hiezu wäre nothwendig, dass die Luftdichte s als Function des Leitstrahles ρ bekannt wäre. Hiefür gibt es aber kein bestimmtes Gesetz, weil hierüber nur die localen Verhältnisse entscheiden, welche die Störung begleiten. Oertlich aber können wir die Luftdichte s jederzeit mit Hilfe des M.-G.-L. Gesetzes aus dem Thermometer- und Barometerstande auffinden.

Wir wollen jetzt ermitteln, wie die Luftdichte s, dann die Windgeschwindigkeit v, und c als Tangente des Eintritts- oder Kreuzungswinkels (d. h. jenes Winkels, welchen der Wind mit der zugehörigen Tangirenden der Isostere bildet) unter sich zusammenhängen.

Mit Hilfe obiger zwei Gleichungen 20) kommt:

$$21) \qquad v = \sqrt{\left(\frac{d\,\rho}{d\,t}\right)^2 + \left(\rho\,\frac{d\,\psi}{d\,t}\right)^2} = \sqrt{\frac{c^2+1}{c\,s}}\,.$$

Der Werth $\sqrt{\frac{c^2+1}{c}}$ wird dem Zifferwerthe nach für $c = tg\ 45^0$ ein Minimum und $= \sqrt{2}$. Ist also s constant, be

zieht sich mithin unser Schluss auf dieselbe Isostere, so ist mit dem Wachsthum der Windgeschwindigkeit v entweder eine Abnahme oder eine Zunahme des Kreuzungswinkels verbunden, je nachdem derselbe kleiner oder grösser als 45^0 ist; eine umgekehrte Folgerung wird selbstredend mit der Abnahme von v verbunden sein.

Bedenken wir jetzt, dass wir die Windgeschwindigkeit c unmittelbar messen können und dieselbe auch mit dem barometrischen Gradienten in Verbindung steht, dass wir ferner die Luftdichte s mit Hilfe von Thermometer- und Barometerbeobachtungen und unter Anwendung des M.-G.-L. Gesetzes überall schnell ermitteln können, und dass wir endlich auch Mittel besitzen, den der Tangente c zugehörigen Kreuzungswinkel zu erheben, so können wir mit Ausnahme der Zeitbestimmung, welche nach dem Früheren ohne genaue Kenntniss der Dichtefunction überhaupt nicht ausführbar ist, sowohl für den ein- als ausströmenden Wind alle meritorischen Fragen blos aus den Continuitätsgleichungen beantworten und controliren, ohne der bekannten Beschleunigungsgleichungen zu bedürfen, welche für vereinzelte Massentheilchen giltig, für zusammenhängende Gase jedoch nur in vereinzelten Fällen zulässig, im Allgemeinen aber abzulehnen sind.

Zweier solcher bei den Winden vorkommenden Einzelnfälle wollen wir jetzt gedenken. Unsere Continuitätsgleichungen in 20) sind, wie schon der Anblick derselben zeigt, nur insolange giltig, als der Kreuzungswinkel α des Windes mit den Isosteren kleiner als 90^0 und grösser als 0^0 ist. Für jeden dieser beiden Grenzzustände existirt aber nur eine einzige Continuitätsbedingung, und zwar soll, wie leicht nachweisbar, für den Fall $\alpha = 90^0$ der Werth $s \frac{d\rho^2}{dt^2}$, für den Fall $\alpha = 0^0$ der Werth $s \rho^2 \frac{d\psi^2}{dt^2}$ eine Constante sein. In Worten ausgedrückt, wird also bei der rein radialen Ausströmung des Windes die radiale Geschwindigkeit desselben, beim blossen mit keiner Einströmung verbundenen Wirbeln des Windes die peripherale Geschwindigkeit der Quadratwurzel aus der Luftdichte s verkehrt proportionirt sein.

Es existirt somit für jeden dieser Grenzfälle eine einzige Continuitätsgleichung, die überdies in der Luftdichte s einen neuen Werth, welchen die (für die Masseneinheit giltigen) Beschleunigungsgleichungen nicht enthalten, in die Rechnung einführt, daher die Giltigkeit dieser Gleichungen keinen Eintrag erleidet. Der nächste Paragraph wird diesen Gegenstand noch weiter ausführen.

Weiters ergibt sich aus der letzten Gleichung für zwei aufeinanderfolgende Zustände des Windes

$$22) \qquad \frac{1}{2}(v^2-v_1^2)=\frac{c^2+1}{2c}\left(\frac{1}{s}-\frac{1}{s_1}\right)=\frac{c^2+1}{2c}(V-V_1),$$

worin V und V_1 die den Luftdichten s und s_1 zugehörigen relativen Volumina sind.

Dieser Ausdruck bezieht sich auf die Masseneinheit der Luft und ergibt die Arbeit, welche auf die Volumsänderung derselben verwendet wird. Während es einem Satze der mechanischen Wärmetheorie zufolge betreffs der geleisteten Arbeit im Allgemeinen durchaus nicht gleichgiltig ist, unter welchen Verhältnissen ein Körper nach seiner Ausdehnung oder Zusammenziehung wieder sein früheres Volum annimmt, besagt unsere letzte Gleichung, dass im vorliegenden Falle nach Zurückkehren eines Lufttheilchens in den früheren Zustand die auf seine Volumsänderung verwendete Arbeit gleich Null sei, was unsere Schlüsse in manchen Fällen ungemein erleichtert. Hiebei ist selbstverständlich der Beharrungszustand des Windes voraus-gesetzt; denn nur für einen solchen kann c an der Stelle, von welcher ein Windtheilchen ausging und nach Vollendung seines Kreislaufes wieder zurückkehrt, als constant gelten.

Eine dritte Folgerung bezieht sich auf die Sectorengeschwindigkeit $\frac{1}{2}\rho^2\frac{d\psi}{dt}$, welche nach der ersten Relation in 19) auch ausgedrückt werden kann durch $\frac{\rho.d\rho}{2c.dt}$. Soll dieser Werth gleich einer Constanten werden, so müssten (c als constant betrachtet) die Quadrate der Leitstrahlen ρ sich jederzeit verhalten wie die zugehörigen Zeiten; ein Fall, welcher bei Depressionen gar nicht eintreten kann, weil hier die Leitstrahlen

an Länge abnehmen, während die zugehörigen Zeiten wachsen, aber auch bei Maximis ein grosser Zufall wäre. Alle Schlüsse für axiale Winde, welche auf das Princip der Erhaltung der Flächen basiren, sind daher von vorneherein hinfällig.

Eine vierte Anwendung, welche wir noch von unseren Formeln machen wollen, bringt den Beweis nach, dass es nicht so sehr die Isobaren (diese eigentlich nur bei gleichbleibender Temperatur), sondern vielmehr die Isosteren seien, welche die Bewegung des Windes bestimmen.

Aus der Gleichung 21) kommt:

$$\frac{1}{2} v^2 - \frac{c^2 + 1}{2 c s} = 0;$$

der rechtsseitige Addend repräsentirt für centralwirkende Kräfte, mit denen wir es hier thatsächlich zu thun haben, die sogenannte Kräftefunction, welche bekannterweise in der Regel durch die Coordinaten (ohne Einbeziehung der Zeit), hier aber durch die Luftdichte s ausgedrückt erscheint, was nur einen Unterschied in der Form, nicht aber in der Wesenheit herbeiführt. Da nun die Kräftefunction für jede Niveaulinie zur Constanten wird, so sind eigentlich die Isosteren, d. h. die Linien gleicher Luftdichte, die Niveaulinien für die Windbewegung, und die Beschleunigung des Windes findet somit normal auf die Isosteren statt. Wir bringen diesen Beweis nachträglich zu § 1, wo wir denselben schuldig bleiben mussten.

Schliesslich wollen wir noch des Zusammenhanges zwischen der Reibung und dem Kreuzungswinkel des Windes mit den Isosteren gedenken. Nach den Beobachtungen der Meteorologen übersteigt dieser Winkel bei den Isobaren der Minima höchst selten 30° und erreicht wohl niemals 45°. Dass die Reibung die Windgeschwindigkeit herabsetze, ist sowohl durch die Erfahrung bestätiget, als auch vom Standpunkte der Theorie anzunehmen. Eine durch die Reibung bewirkte Herabsetzung der Geschwindigkeit des Windes ist aber nach Formel 21) für die Kreuzungswinkel, welche kleiner sind als 45°, mit einer Vergrösserung dieses Winkels verbunden; die Reibung vergrössert mithin bei Minimis den Kreuzungswinkel des einströmenden Windes mit den Isosteren. Dies wird von Cl. Ley

(m. s. Bd. IX, S. 95 der österr. meteor. Zeitsch.) bestätiget, indem er nachweist, dass diese Kreuzungswinkel in den Stationen des Binnenlandes grösser seien, als an gutgelegenen Punkten des Meergestades, was nach unserer Formel 21) durch den Umstand herbeigeführt wird, dass über Wasserflächen die Reibung bedeutend geringer ist, als im Innern des Landes, folglich die Windgeschwindigkeit weniger beeinträchtigt. Ferner hat derselbe nachgewiesen, dass für den Beobachter, welcher das Gesicht dem Unterwinde zuwendet, die Windrichtung in mässiger Höhe etwas zur Rechten gelegen sei, was auf einen gegen oben der verringerten Reibung halber abnehmenden Kreuzungswinkel deutet.

Bei einem Maximum dagegen ist der Kreuzungswinkel des Windes mit den Isobaren (oder richtiger Isosteren) erfahrungsmässig grösser als 45°: nach Formel 21) muss aber jetzt umgekehrt durch vermehrte Reibung eine Verringerung der Geschwindigkeit und daher auch des Kreuzungswinkels eintreten; die Reibung verkleinert somit bei Maximis den Kreuzungswinkel des ausströmenden Windes mit den Isosteren. Unserer Theorie gemäss bildet somit eine Curve, die sämmtliche Isosteren unter 45° schneidet, den Grenzwinkel, welcher bei ausströmendem Winde von den Kreuzungswinkeln niemals überschritten, bei einströmendem Winde aber höchstens erreicht werden kann.

Als der andere Grenzzustand kann bei einem Maximum gelten, wenn der Wind radial aus demselben herausbläst; und bei einem Minimum, wenn die Luft blos wirbelt, ohne dass Winde eindringen, zwei Fälle, welche schon früher kurz berührt wurden.

§ 13. Der barometrische Gradient für einströmende und das Mass für ausströmende Winde.

Die bisherigen Untersuchungen lassen uns vollkommen freie Hand für die Wahl der Hilfsmittel zur Bestimmung der noch offen gebliebenen Windgeschwindigkeit; da aber diese Hilfsmittel für Maxima und Minima nicht die gleichen sind, so sind dieselben für jede der beiden Störungen besonders aufzusuchen.

Was zunächst die (gegen ein Minimum) einströmenden Winde betrifft, so hindern uns die Continuitätsbedingungen nicht im Geringsten, behufs Feststellung eines Geschwindigkeitsmasses die bekannte Formel der Normalkraft, bezogen auf die Volumseinheit der Luft, anzuwenden. Nur haben wir hiebei zu bedenken, dass jedes System von materiellen Punkten jene absolute Winkelgeschwindigkeit beizubehalten strebt, welche es im Augenblicke besitzt, daher unserer Formel die absolute und nicht die relative Winkelgeschwindigkeit zu Grunde zu legen ist. Bekanntlich ist für die Volumseinheit

$$P = m \rho q^2 = \frac{s}{g} \rho q^2,$$

worin P den Druck, m die Masse, s die Luftdichte oder das Gewicht der Volumseinheit, g die Beschleunigung der Schwere, ρ den Krümmungsradius und q die absolute Winkelgeschwindigkeit bedeutet. Die letztere setzt sich aber wieder zusammen aus der relativen Winkelgeschwindigkeit u und jener Geschwindigkeit, welche auf Rechnung der Erdrotation kommt, es ist also

22a) $$q = w \,.\, sin\, \varphi + u\,,$$

wobei w die Winkelgeschwindigkeit der Erde und φ die geographische Breite vorstellt.

Auf den barometrischen Gradienten aber, welcher uns als Mass der Geschwindigkeit des einströmenden Windes dient und dessen Richtung strenge genommen normal auf die Isosteren und nicht auf die Isobaren zu nehmen wäre, kann jener Druck $p = \frac{s}{g} \rho w^2 sin^2 \varphi$, welcher ausschliesslich auf Rechnung der Erdrotation zu stellen ist, selbstverständlich nicht einwirken. Wir haben somit die (stets normal zu verstehende) Gradientenkraft γ, wenn wir die Geschwindigkeit in der Curve $u\rho = v$ benennen:

23) $$\gamma = P - p = \frac{\rho s}{g} (2 w u sin \varphi + u^2) = \frac{s}{g} (2 w sin \varphi + u) v,$$

wobei die Winkelgeschwindigkeit u nicht mit Bezug auf die Störungsaxe, sondern mit Bezug auf den Krümmungsmittelpunkt zu verstehen, also $u = \frac{v}{\rho}$ ist.

Der Gradient wächst also mit der Luftdichte s, dem Sinus der geogr. Breite φ und der Curvengeschwindigkeit v in geradem, mit dem Krümmungsradius aber in verkehrtem Verhältnisse. Bei gleicher Curvengeschwindigkeit v innerhalb einer Isostere, aber verschiedenem Gradienten, haben die Isosteren die Neigung, dort, wo sie stärker gekrümmt sind, näher aneinander, dort aber, wo sie schwächere Krümmung zeigen, weiter auseinander zu treten. Umgekehrt aber zeigen die Isosteren, wenn ihnen gleiche Gradienten, also gleiche Abstände zukommen, an jenen Stellen, wo der Wind eine grössere Curvengeschwindigkeit annimmt, auch schwächere Krümmungen.

Bedenkt man, dass v in der letzten Formel 23) die Curvengeschwindigkeit vorstellt, und diese wegen des Kreuzungswinkels nicht unbeträchtlich kleiner sein wird, als die wahre Geschwindigkeit des Windes, sowie dass anderseits wieder die letztere durch die Reibung nicht unbeträchtlich herabgesetzt wird, so kann man für eine annähernde Rechnung immerhin annehmen, dass diese beiden einander entgegenwirkenden Einflüsse sich gegenseitig nahezu beheben, mithin die Gleichung 23) sehr annähernd die richtige Windgeschwindigkeit ergeben werde.

Unter dieser Voraussetzung können wir mit Rücksicht auf unsere Formel 21) auch behaupten, dass innerhalb derselben Isostere der einströmende Wind sich der betreffenden Tangente umsomehr nähern werde, je grösser seine Geschwindigkeit ist.

Dr. J. Hann ist im Bd. X, S. 87 von einer mit Formel 23) genau übereinstimmenden Gradientengleichung ausgegangen und hat controlirende Rechnungen mit derselben durchgeführt, die ganz zufriedenstellende Resultate ergaben. Der ganze Unterschied liegt nur darin, dass Dr. Hann für ρ die Entfernung des Beobachtungspunktes von der Störungsaxe gelten liess, während theoretisch genauer der Krümmungsradius hiefür zu nehmen gewesen wäre, weil die Gradientenkraft eigentlich eine normale Richtung besitzt. Nach unserer Annahme hätte man behufs Berechnung der Windgeschwindigkeit ausser dem barometrischen Gradienten noch ein kurzes Stück der Isostere (oder bei gleichmässiger Temperatur ein solches der Isobare) zu kennen, um nach letzterem den Krümmungsradius richtig einschätzen zu

können; indess ist derselbe um so weniger ausschlaggebend, je näher der Beobachtungsort den Polen liegt.

Da Dr. J. Hann seine Berechnungen vornehmlich mit Rücksicht auf W. Ferrel's Windformeln anstellte, so bilden die ersteren gleichsam die Brücke, welche unsere Rechnungen mit jenen Ferrel's verbinden. Es sei uns daher gestattet, der Ferrel'schen Grundgleichungen für die Ebene einen Augenblick zu gedenken; nur wollen wir sie, da sie sich bei gleich anfänglicher Benützung der Polarcoordinaten fast unmittelbar anschreiben lassen, auf einem viel kürzeren Wege ableiten.

Es ist für absolute Bewegung bei Benützung von Polarcoordinaten bekanntlich:

$$R = \frac{d^2 r}{dt^2} - r q^2, \quad T = 2 q \frac{dr}{dt} + r \frac{dq}{dt},$$

worin R die Radial-, T die (darauf senkrechte) Tangentialbeschleunigung, r den Leitstrahl, q den zugehörigen absoluten Drehwinkel und t die Zeit bedeutet.

Nimmt man für q den Werth aus 22a) und setzt darin noch $u = \frac{d\psi}{dt}$, so kommt:

$$R = \frac{d^2 r}{dt^2} - r w^2 \sin^2 \varphi - 2 r w \sin \varphi \frac{d\psi}{dt} - r \left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2,$$

$$T = 2 \frac{dr}{dt} \cdot \frac{d\psi}{dt} + 2 w \sin \varphi \frac{dr}{dt} + r \frac{d(w \sin \varphi)}{dt} + r \frac{d^2 \psi}{dt^2}.$$

Aus diesen Beschleunigungsgleichungen für die absolute Bewegung erhalten wir aber jene für die relative Bewegung, wenn wir der ersteren Gleichung die Centrifugalbeschleunigung $r w^2 \sin^2 \varphi$ des mit dem Windpartikelchen zusammenfallenden Systempunktes positiv nach aussen, und der zweiten Gleichung die Tangentialbeschleunigung des Systempunktes, d. i. den Werth $r \frac{d(w \sin \varphi)}{dt}$ im entgegengesetzten Sinne, d. i. negativ beifügen. Hiedurch verschwindet in der oberen Gleichung rechts der zweite und in der unteren rechts der vorletzte Addend und wir erhalten übereinstimmend mit Ferrel, aber in weit einfacherer Weise, sobald wir noch F_1 und F_2 als die Symbole

für die der Reibung entsprechenden Beschleunigungen beifügen und die Gesammtbeschleunigungen der relativen Bewegung durch Accente unterscheiden, für die Ebene (Windlage):

$$24) \quad \left| \begin{array}{l} R_1 = \frac{d^2 r}{dt^2} - 2\, r w \sin \varphi \frac{d\psi}{dt} - r \left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2 + F_1, \\ T_1 = 2 \frac{dr}{dt} \cdot \frac{d\psi}{dt} + 2 w \sin \varphi \frac{dr}{dt} + r \frac{d^2\psi}{dt^2} + F_2. \end{array} \right.$$

Setzt man in der ersten dieser Gleichungen $F_1 = f \frac{dr}{dt}$, worin f einen Reibungscoëfficienten darstellt, ferner die Gradientenkraft $\gamma = -\frac{s}{g} R_1$, endlich, einen reinen Drehwind voraussetzend, $\frac{dr}{dt} = 0$, so kommt:

$$\gamma = \frac{s}{g}\left(2\, r w \sin \varphi \frac{d\psi}{dt} + r \left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2\right)$$

und wenn wir $r \frac{d\psi}{dt} = v$ benennen und wieder $\frac{d\psi}{dt} = u$ setzen:

$$\gamma = \frac{s}{g} (2\, w \sin \varphi + u)\, v,$$

und dies ist jene Formel, mittelst welcher Dr. J. Hann seine obbesagten controlirenden Rechnungen vornahm, jedoch unter u die Winkelgeschwindigkeit mit Bezug auf die Störungsaxe verstand.

Ferrel's und unsere Windformeln widersprechen sich keineswegs, sondern sie bestehen nebeneinander. Ferrel's Gleichungen sind allerdings nicht mehr genau zutreffend, wenn der Kreuzungswinkel des Windes mit den Isosteren ein anderer ist, als 0^0 oder 90^0, weil dann vor Allem die von uns entwickelten allgemeinen Continuitätsgleichungen 20) Geltung haben müssen; an jenen Grenzen sind aber dafür die letzteren nicht mehr giltig, und es treten andere Continuitätsbedingungen (m. s. § 12) in Kraft, welche, wie wir dort nachgewiesen, zufällig von solcher Beschaffenheit sind, dass sie die strenge Giltigkeit der Ferrel-schen Formeln für diese Grenzzustände nicht beirren. Auch in Nähe der letzteren haben dieselben noch annähernde Richtigkeit; je weiter sich aber der Kreuzungswinkel des Windes von

0^0 und 90^0 entfernt, desto mehr werden die Ferrel'schen Resultate durch die Wirkungen der Continuität alterirt.

Abgesehen aber auch hievon, würden Ferrel's Untersuchungen stets einen hohen Werth besitzen, weil sie Schlüsse gestatten, die für die Beurtheilung der Luftbewegung zuweilen von grösserer Wichtigkeit sind. Wir wollen eine solche Folgerung, deren wir später bedürfen werden, hier ziehen.

Setzen wir in der zweiten Formel 24) $T_1 = 0$ und versuchsweise auch $F_2 = 0$, so würde hieraus, wie leicht erweislich, eine constante Sectorengeschwindigkeit resultiren, wie sie sämmtlichen reinen Centralkräften eigen ist. In der That wirkt auch im Allgemeinen ein Minimum wie eine anziehende, ein Maximum dagegen wie eine abstossende Centralkraft; nur erscheinen in beiden Fällen die Wirkungen dieser Mittelpunktskräfte einerseits durch die Bewegungshindernisse, anderseits durch die Continuitätsbedingungen gleichsam verschleiert.

Nehmen wir in der unteren der beiden Gleichungen 24) blos $T_1 = 0$, lassen wir dagegen für F_2 irgend einen von der Null abweichenden positiven Werth gelten, so wird zwar die Sectorengeschwindigkeit nicht mehr constant sein; aber wie gross man den Werth F_2 auch annehmen möge, so wird er für Minima doch nur eine Herabsetzung der Sectorengeschwindigkeit bewirken, ohne jemals im Stande zu sein, dieselbe umzukehren. Derselbe Schluss gilt auch für Maxima, obwohl hier nach dem Früheren verstärkte Reibung eine stärkere Einkrümmung der Windcurven bewirkt.

Ganz ähnlich verhält es sich in jenem Falle, wo die Theilchen einer Windlage Continuitätsbedingungen unterliegen. Auch hier werden denselben andere Sectorengeschwindigkeiten zukommen, als wenn sie sich frei und ungehindert bewegen könnten; da sie aber denselben Continuitätsbedingungen ganz in gleicher Weise entsprechen können, gleichviel, ob sie sich nach rechts oder nach links drehen, so werden sie gar nie in die Lage kommen, des erforderlichen Zusammenhanges halber das Zeichen ihrer Sectorengeschwindigkeit zu ändern, also diese gleichsam umzukehren.

Beides zusammenfassend, können wir somit das Gesetz aussprechen, dass sowohl die Wirkung der Reibung,

wie auch die Continuitätsbedingungen die Sectorengeschwindigkeiten der Windtheilchen mehr oder minder stark beeinflussen, niemals aber in ihrem Zeichen ändern, d. h. förmlich umkehren können.

Wir wenden uns jetzt zur Beantwortung der Frage, ob der barometrische Gradient auch als Mass für jene Winde dienen könne, welche einem Maximo des Druckes und der Dichte entstammen, oder ob für diese ein anderes Ausmass zu gebrauchen sei?

Ein Umstand ist es besonders, welcher schon von vorneherein Zweifel betreffs der Anwendbarkeit des früheren barometrischen Gradienten für Maxima erregt. Ein vereinzeltes Lufttheilchen bewegt sich um ein Minimum in einer Curve, welche ihre Concavität nach innen wendet, und unter Zugrundelegung dieser Anschauungsweise wurde auch der barometrische Gradient ermittelt. Denkt man sich nun statt des Minimums ein Maximum, also statt der anziehenden plötzlich eine abstossende Kraft auf das vereinzelte Theilchen wirksam, so wird dieses nunmehr einer Curve folgen, welche ihre Concavität nach aussen wendet; es käme sonach die Windaxe den convexen Theilen der Isobaren und Isosteren gegenüber zu liegen, was an sich ein Unding ist.

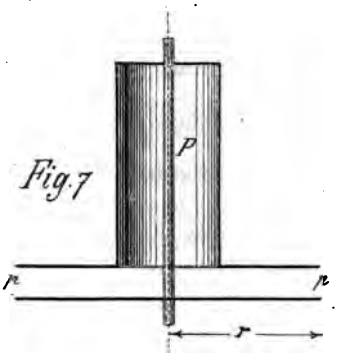
Unter Festhaltung dieser Folgerung wird man leicht den Widerspruch begreifen, auf welchen die Gradientenformel 23) führen muss, wenn man den Versuch macht, sie durch Umkehrung der Zeichen von u und v für Maxima zu adaptiren. Es ergibt sich dann:

$$\gamma = \frac{s}{g} (u - 2\, w\, sin\, \varphi)\, v\,;$$

es sollten somit die Gradienten eines Maximums positiv (wie bei einem Minimo) oder Null, oder aber negativ werden, je nachdem u grösser, gleich oder kleiner als $2\, w\, sin\, \varphi$ wäre, was offenbar aller Erfahrung widerspricht, indem die Gradienten eines Maximums stets das entgegengesetzte Zeichen von jenen eines Minimums besitzen. Man wird sich diesen Fall am leichtesten vorstellen, wenn man sich ein Maximum mit ausströmendem

Winde und concentrischen Isosteren an einem der Pole denkt, wo also Erd- und Störungsaxe zusammenfallen, mithin $\sin \varphi = 1$ ist und w einerseits und u sowie $v = \rho\, u$ anderseits offenbar einander entgegengesetzte Zeichen besitzen.

Um nunmehr ein Ausmass für die Geschwindigkeit eines Windes zu finden, welcher einem Maximo entströmt, denken wir uns jetzt nach beistehender Fig. 7 ein ruhigstehendes, cylindrisches Gefäss, in welchem durch Luftzufluss der Druck beständig auf der Höhe P_0 erhalten wird, und welches uns das Innere eines Maximums vergegenwärtigen soll. An dieses unten offene Gefäss schliessen zwei grosse, weit hinausreichende Scheiben, welche den äussersten Rand rund herum offen lassen, und deren eingeschlossener Raum die unterste Windlage darstellen soll. Ist nun der äussere Luftdruck p kleiner als P_0, so muss die Luft radial von innen nach aussen strömen und ihre Ausströmungsgeschwindigkeit v wird nach einem Satze der neueren Pneumatik sein:



$$v^2 = 2\, g\, \frac{P_0}{\lambda\, s_0} \left(1 - \left(\frac{p}{P_0}\right)^{\lambda}\right),$$

wobei g die Beschleunigung der Schwere, s_0 die Luftdichte im Innern des Gefässes (d. i. des Maximums), $\lambda = \frac{\varkappa - 1}{\varkappa}$ und $\varkappa = 1{,}41$, d. i. gleich dem Verhältnisse der specifischen Wärme der Luft bei gleichem Druck zu jener bei gleichem Volumen, folglich $\lambda = 0{,}29$ ist.

Denken wir uns jetzt das Gefäss um die angedeutete Drehaxe, welche zugleich die Axe der z ist, sammt dem zugehörigen Coordinatensysteme mit der Winkelgeschwindigkeit q in Umschwung gesetzt, so wird jetzt der Kraft P_0 eine Normalkraft $= \frac{s_0}{g}\, r\, q^2$ zugewachsen sein, welche hier zufällig ebenfalls radial wirkt, deren Krümmungshalbmesser also mit dem Halb-

messer r zusammenfällt; wir werden somit für $P = P_0 + \frac{s_0}{g} r q^2$ haben:

$$v^2 = 2 g \frac{P}{\lambda s_0} \left(1 - \left(\frac{p}{P}\right)^\lambda\right).$$

Setzen wir jetzt $\Delta p = P - p$, also $\frac{p}{P} = 1 - \frac{\Delta p}{P}$, entwickeln wir weiter $\left(1 - \frac{\Delta p}{P}\right)^\lambda$ nach der binomischen Reihe und vernachlässigen wir hiebei die höheren Potenzen des stets sehr kleinen echten Bruches $\frac{\Delta p}{P}$, so verbleibt zuletzt der einfache Werth:

$$v = \sqrt{\frac{2 g \cdot \Delta p}{s_0}}$$

Nun ist $\Delta p = P - p = P_0 - p + \frac{s_0}{g} r g^2$. Wir bezeichnen jetzt die barometrische Differenz für $P_0 - p$ mit Δb; es ist also, wenn σ das Einheitsgewicht des Quecksilbers bezeichnet, $P_0 - p = \sigma \cdot \Delta b$. Anderseits haben wir aber, wenn w die Winkelgeschwindigkeit der Erde und φ die geographische Breite darstellt, $q = w \sin \varphi$, somit ist auch

$$\Delta p = \sigma \cdot \Delta b + \frac{s_0}{g} r w^2 \sin^2 \varphi, \quad \text{und}$$

$$v = \sqrt{2 g \frac{\sigma}{s^0} \cdot \Delta b + 2 r w^2 \sin^2 \varphi}.$$

Es versteht sich übrigens von selbst, dass bei Isosteren, welche nicht kreisförmig angeordnet sind, unter r nicht der Leitstrahl, sondern der Krümmungshalbmesser zu verstehen sei, weil es sich auch hier wieder um Auffindung einer Geschwindigkeit handelt, welche aus einer Normalkraft entspringt.

Allerdings strömt die Luft aus einem Maximum nicht normal, sondern unter einem Winkel zum Krümmungshalbmesser, der aber dem Früheren zufolge eine gewisse Grenze nicht übersteigen kann. Vornehmlich wirkt der Umstand, dass die Strömungslinien sich jenen des gradientenlosen Windes möglichst

anzunähern suchen, auf Verkleinerung des Kreuzungswinkels mit den Isosteren hin, und auch die Reibung trägt nach dem Früheren das Ihre hiezu bei. Mit Ausnahme der Reibung, welche stets eine Verzögerung nach der jeweiligen Curventangente bewirkt, besitzen aber die anderen später hinzugekommenen Kräfte eine auf den Krümmungshalbmesser r senkrechte Richtung, bewirken daher allerdings eine Ablenkung der Lufttheilchen, können aber eben dieser Richtung halber die Bewegung derselben in normaler Richtung nicht beeinflussen.

Wir können also in ganz ähnlicher Art wie bei Ermittlung der Geschwindigkeit des einströmenden d. h. einem Minimo zuströmenden Windes nachstehenderweise schliessen. Vorstehende Formel ergibt jedenfalls die normale Windgeschwindigkeit der nicht berücksichtigten Reibung halber grösser, als sie wirklich ist; dafür ist sie aber auch blos eine Componente der wirklichen, also grösseren Geschwindigkeit; beide Einflüsse dürften sich jedoch umsomehr annähernd compensiren, als dem Früheren zufolge mit wachsender Reibung sich auch der Winkel vergrössert, welchen der Wind mit dem zugehörigen Krümmungshalbmesser einschliesst.

Hiernach lässt die letzte Formel immerhin ein ziemlich zufriedenstellendes Resultat erwarten, wenn man in ihr v als die wirkliche Windgeschwindigkeit gelten lässt. Uebrigens erklärt dann dieselbe auch, warum die einem Maximum entströmenden Winde nach aussen stärker werden müssen, wie immer auch die Isobaren (oder vielmehr die Isosteren) angeordnet sein mögen.

Die Berechnung der Windgeschwindigkeit geschieht auch hier nach einem Gradienten Δb, welcher aber kein relativer, d. h. für eine gewisse Längeneinheit giltiger, sondern ein absoluter ist, weil er sich auf die ganze Entfernung zwischen dem Beobachtungspunkte und dem Inneren des Maximums bezieht.

§ 14. Axiale Windsysteme.

Es wurde schon im § 8 der Störungsaxen gedacht, und es ergibt sich gleichzeitig aus demselben, dass zu einem axialen Windsysteme mindestens zwei Störungsaxen, eine positive und

eine negative, sowie ein Ober- und Unterwind gehören. Sehr selten dürfte es sich indess in Wirklichkeit ereignen, dass nur zwei Störungsaxen miteinander in Windaustausch treten, und dieser Fall noch am öftesten bei Stürmen niedrigerer Breiten vorkommen, wo es wirklich manchmal den Anschein hat, als suche der von einem einzigen Maximum kommende Wind das Minimum allseitig zu umgeben und gegen die Axe desselben einzudringen.

Als Regel hat daher der Fall zu gelten, dass Maxima und Minima nur in theilweisem Windaustausche stehen, und es ist dann dem Bisherigen zufolge kaum möglich, sich denselben in wesentlicher anderer Weise vorzustellen, als wie sie die beistehende Fig. 8 klarzustellen sucht, in welcher *M* das Maximum und *m* das Minimum, die ganz ausgezogenen Linien den Gang der Winde, die unterbrochenen aber die Isosteren darstellen. Der Wind strömt vom Maximum, dessen Isosteren unter ziemlich steilen Winkeln kreuzend, zunächst gegen eine gleichsam neutrale Linie *a b*, welche zwischen den beiderseitigen Isosteren liegt, geht innerhalb und nächst derselben durch eine vermittelnde Curve in die neue Windcurve über, und gelangt endlich nach Durchschneidung der Isosteren des Minimums unter kleineren Winkeln gegen das Innere des Minimums.

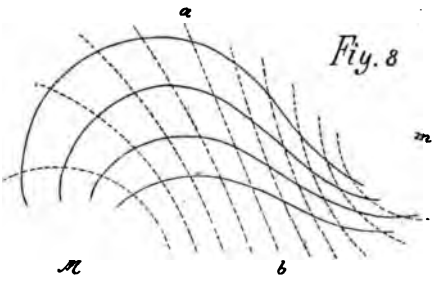


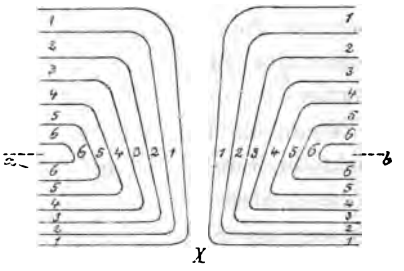
Fig. 8

Auch hier findet man überall das Buys-Ballot'sche Gesetz für den einströmenden Wind und betreffs der Lage des Minimums bestätiget, denn überall wo der Wind auf die convexe Seite der Isosteren und Isobaren losgeht, also einströmend ist, hat er das Minimum nach links und etwas nach vorne liegend. Es mag sein, dass sich das genannte Gesetz auch in seiner weiteren Fassung, also für allen Wind überhaupt (mit Einschluss des gegen die concave Seite der Isobaren wehenden, somit ausströmenden Windes) und auch in Betreff der Lage der Maxima zur rechten Hand bei praktischer Anwendung im Grossen besser bestätiget; immerhin

scheint uns aber seine allgemeine Anwendung in solch erweiterter Form gewagt. Denken wir uns nämlich auf der nördlichen Hemisphäre an der Ursprungsstelle eines aus einem Maximum kommenden Windes mit dem Rücken gegen letzteres stehend, so haben wir zwar das Maximum hinter uns etwas nach rechts, das Minimum aber nothwendig auch rechts liegen, weil sich eben der Wind nach rechts wenden muss.

Denken wir uns aber weiter wieder an einer Stelle stehend, wo wir das Minimum zur Linken und etwas nach vorne, das Maximum hingegen zur Rechten und etwas nach hinten liegend gehabt hätten, und folgen wir nunmehr dem Winde, bis er eine reichliche Viertelsdrehung vollbracht hat (ein Fall, der immerhin im Bereiche der Möglichkeit liegt)*), so muss sich nunmehr das Maximum ebenfalls zu unserer linken Hand befinden. Vom streng theoretischen Standpunkte also scheint es angerathen, das Buys-Ballot'sche Gesetz nur auf den einströmenden Wind und die Lage des Minimums zu beschränken, zumal als es auch gürtelförmige Maxima gibt.

Fig. 9



Nachdem wir die Bewegungen innerhalb der einzelnen Windlagen genau betrachtet, gelangen wir jetzt zur Beschreibung der Gesammtbewegung der Luft nächst einer Störungsaxe, und wählen (den Standpunkt auf der nördlichen Hemisphäre voraussetzend) hiezu vorerst die negative, d. i. jene Axe, welche unten ein Minimum, oberhalb aber ein Maximum besitzt.

Es sei nach beistehender Fig. 9 AX die Mittelaxe der Störung, welche erfahrungsmässig inmitten einer Calme sich befindet; den übrigen Raum der Windsäule denken wir uns durch horizontale Ebenen (oder durch Kugelflächen, welche zur Erdoberfläche concentrisch sind) in die einzelnen Windlagen ge-

*) Dove nennt in seiner bildlichen Sprache die Winde Lügner, weil sie immer aus anderen Gegenden kommen, als sie sagen.

theilt, deren Höhe aber in jenem Masse zunehmen muss, als die Luftdichte nach oben abnimmt. Jeder Windlage des Unterwindes entspricht eine solche des Oberwindes; nur erscheinen sie bei letzterem verkehrt angeordnet. Die zusammengehörigen und daher mit gleichen Ziffern versehenen Windlagen sind durch ringförmige aufgerichtete Canäle verbunden, in denen der Wind von unten nach oben entweicht, und welche daher dieselben Ziffern führen, wie die Windlagen, zu denen sie gehören. Nicht ganz in Mittelhöhe der Störung kann eine Ebene (oder Kugelfläche) $a\,b$ gedacht werden, welche mit dem Punkte c in Fig. 4, § 8 (die wir bei nachstehender Beschreibung fortwährend im Auge behalten wollen) zusammentrifft, daher äussere Luftdichte und keinen Wind besitzt; sie scheidet zugleich den Ober- vom Unterwinde, wir wollen sie daher die neutrale Fläche benennen.

Da die Winde aus früher entwickelten Gründen hartnäckig an der Horizontalität festhalten, so kann der Uebertritt derselben in die aufsteigenden Canäle nicht in weitgedehnten, sondern nur in kurzen Bögen stattfinden, wie sie die Figur andeutet.

Wenn die Lufttheilchen aus ihren Windlagen in die aufgerichteten Canäle gelangen, so tritt an Stelle der Windkraft der durch diese entfesselte Auftrieb als bewegende Kraft in der Richtung der Störungsaxe AX. In der Ebene der Windlage aber, welche sie beim Aufsteigen passiren, werden sie unter dem Einflusse der Centralkraft, deren Sitz längs AX gedacht werden kann, immer noch eine Sectorengeschwindigkeit beibehalten, jedoch wird diese gegen oben beständig abnehmen, weil die Centralkraft in dieser Richtung abnimmt; in der neutralen Fläche wird diese endlich $= 0$ sein. Die Lufttheilchen werden demnach im Aufsteigen (die Drehungsrichtung stets von der Axe AX aus beurtheilt) unter Linksdrehung eine Schraubenlinie beschreiben, welche unten flachgängig ist, nach oben aber immer steilgängiger wird.

Es fragt sich nunmehr, welche Drehung die Lufttheilchen in den Canaltheilen oberhalb der neutralen Fläche annehmen müssen? Wir erinnern hier an das Gesetz, dass Reibung und Continuität wohl die Grösse der Sectorengeschwindigkeit

beeinflussen, niemals aber das Vorzeichen derselben ändern (§ 13), und wir können demnach die fragliche Drehungsrichtung an jener eines freien Massentheilchens der Luft studiren.

Würde oberhalb der Neutralfläche wieder eine jedoch nach aufwärts zunehmende Verdünnung platzgreifen, so würde das aufsteigende Theilchen hier die Drehungsrichtung umkehren, sich also, da es unten Linksdrehung besass, innerhalb des Oberwindes nach rechts drehen müssen, weil der nunmehr zunehmenden Anziehung, gegenüber der früheren in Abnahme begriffen gewesenen Anziehung auch eine verkehrte Sectorengeschwindigkeit entsprechen müsste. Im vorliegenden Falle wächst aber oberhalb der Neutralfläche gegen obenhin die durch die relative Verdichtung bewirkte Abstossung, oder was dasselbe bedeutet: die Differenzen der nach oben aufeinander folgenden Centralkräfte behalten dasselbe Zeichen bei, wie unterhalb der Neutralfläche; es muss also auch folgerichtig die Drehung der Lufttheilchen oberhalb der Neutralfläche dieselbe bleiben, wie unterhalb derselben.

Diese Linksdrehung werden die Lufttheilchen auch noch beibehalten müssen, wenn sie aus den Canälen in die betreffenden Windlagen des Oberwindes eintreten und dieselben passiren; demnach wird der austretende Oberwind zunächst Windcurven beschreiben, welche verglichen mit jenen des Unterwindes ihre convexen Theile auf die entgegengesetzte Seite kehren.

Auch noch einen anderen Beweis für die Richtigkeit des Gesagten sind wir zu bringen in der Lage. Der obere Theil einer negativen Störungsaxe gleicht dem unteren einer positiven, befindet sich aber gegen diesen in umgestürzter Stellung. Demnach würde man nach Dr. Schell (m. s. § 9), um die Lage des betreffenden Kreisbogens, die für jede Windcurve massgebend ist, zu ermitteln, die Bezeichnungen für die Axe der x umkehren müssen, und folglich auch für den Oberwind der nördlichen wie für den einem Maximum entströmenden Unterwind der südlichen Halbkugel die gleiche Curvenlage erhalten.

Hiemit stimmen auch die Beobachtungen Ley's und Hildebrandsson's überein, nach welchen sich die oberhalb einer unteren Depression beobachteten Wolkenzüge nach Linien be-

wegen, welche mit den unteren Isobaren Winkel einschliessen, die eine zum unteren Windstriche entgegengesetzte Lage besitzen, oder wie sich Dr. Köppen im Bd. XIV, S. 343 der österr. meteor. Zeitschr. sehr kurz und bezeichnend ausdrückt: welche sich gegen den Uhrzeiger nach auswärts bewegen.

Wollte man für einen solchen Oberwind das Buys-Ballot'sche Gesetz anwenden, so müsste sich der Beobachter gleichsam auf dem Kopfe stehend denken, weil die Störungen im oberen Theile der Störungsaxen gegen jene im unteren ein gerade umgekehrtes Wachsthum einhalten.

Unsere bisherige Betrachtung des Oberwindes bezog sich nur bis auf die Stelle *de* in Fig. 4, wo die obere Verdichtung ihren grössten Werth erreicht. Es wurde aber schon im § 8 betont, dass die negative Störungsaxe oben unmöglich mit einem solchen Maximo der Luftdichte abschliessen könne, sondern dass von hier weiter aufwärts die Verdichtung der Luft wieder allmälig bis zur äusseren Dichte derselben abnehmen müsse. — Hiernach müssen sich also in diesem obersten Theile der negativen Störungssäule die Winde wieder derart drehen, wie im unteren Theile einer positiven Störung, nämlich von links nach rechts (wenn man die Drehung vom Innern der Störung aus beobachtet). Die Bewegungscurven des Windes müssen also eine zu jenen des mittleren Theiles der Störungsaxe entgegengesetzte Lage besitzen, und mit jenen im unteren Theile einer positiven Störung übereinstimmen. Analog werden auch die Drehungen in den aufsteigenden Canälen vor sich gehen, folglich nach rechts ansteigende Schraubenlinien darstellen, die aber sehr steil sind, weil die Drehung bei einem Maximo überhaupt viel allmäliger vor sich geht, als bei einem Minimo.

Durch die Bewölkung wird sich dieser letztere Vorgang, welchen wir gleichsam nur mit dem geistigen Auge wahrnehmen, kaum mehr sichtbar machen können, weil hier die Luftdichte gegen oben in einem stärkeren Masse als gewöhnlich abnimmt und dieser Umstand nach § 5 der Ausscheidung von Wolken ungünstig ist. Dagegen wird der untere Theil des Oberwindes einer negativen Störungsaxe, d. i. der Raum von der Neutral-

fläche bis zur oberhalb gelegenen stärksten Verdichtung vornehmlich die Cirri als obere Wolkenausscheidungen enthalten, weil deren Entstehung durch das Zunehmen der relativen Verdichtung von unten gegen oben sehr begünstiget wird. Der gleiche Grund, nämlich die Abnahme der relativen Verdünnung nach oben, wird im tiefsten Theile des Störungsraumes bei hinreichend feuchter Luft die Bildung tieferer Wolkenlagen hervorrufen.

Für eine positive, d. i. eine solche Störungsaxe, welche das Maximum unten, das Minimum aber oben besitzt, lassen sich jetzt, ungeachtet die Controle der Wolkenzüge hier mangelt, die Gesetze der Luftbewegung dem Vorausgegangenen zufolge mit Sicherheit ermitteln. Auf der nördlichen Halbkugel weht der Unterwind unter sehr mässiger Rechtsdrehung aus den unteren Windlagen heraus, nachdem er aus den zugehörigen abwärts führenden Canälen in entsprechenden steilgängigen Schraubenlinien zu denselben herabgestiegen ist. Oberhalb der Neutralfläche bis hinauf zur relativ stärksten Verdünnung dringt der Wind in die correspondirenden Windlagen ebenfalls unter Rechtsdrehung ein, beschreibt also Curven, welche verglichen mit jenen des Unterwindes die convexe Seite nach der entgegengesetzten Seite kehren, oder wie man auch sagen könnte: die eindringenden Theilchen bewegen sich im Sinne eines Uhrzeigers. In den absteigenden Canälen oberhalb der Neutralfläche behalten sie selbstverständlich die Rechtsdrehung bei, beschreiben aber im Allgemeinen der grösseren Winkelgeschwindigkeit halber flachgängigere Schraubenlinien als unterhalb derselben.

Oberhalb der relativ grössten Verdünnung bis zum obersten Ende der Störung bewegen sich die Lufttheilchen wieder derart, wie nächst eines Minimums am Erdboden; ihre Bewegung ist also gegen den Uhrzeiger gerichtet und die schraubenförmigen Bewegungen in den zugehörigen abwärts führenden Canälen erfolgen bis zur Neutralfläche unter Linksdrehung nach unten.

Die Luftbewegungen, welche durch das Auftreten von Störungsaxen auf der südlichen Hemisphäre veranlasst werden, müssen selbstverständlich in allen Stücken gleichsam das Spiegelbild von jenen auf der nördlichen Halbkugel zeigen.

Bis hieher konnten wir auf Grundlage verlässlicher Gesetze mit Sicherheit unsere Schlüsse ziehen. Wenn aber weiter um die Veränderlichkeit des Kreuzungswinkels der Winde mit den Isosteren nicht in einer einzigen, sondern nach den übereinanderlagernden Windlagen gefragt wird, so lassen uns dieselben im Stiche; denn zur Beantwortung dieser Frage müssten wir die Störungsfunction, d. h. die Abhängigkeit der Störung innerhalb jeder Windlage von der zugehörigen Höhe über dem Erdboden kennen. Es ist überhaupt möglich, dass eine solche allgemeine Function gar nicht besteht, sondern dass sie sich jeweilig nach den örtlichen Verhältnissen abändert.

Das einzige Anhalten hiefür liefert uns Bedingung 21) § 12

$$r = \sqrt{\frac{1+c^2}{cs}}$$

sammt dem schon früher klargestellten Umstande, dass der besagte Kreuzungswinkel für einströmende Winde stets bedeutend kleiner, für ausströmende Winde aber grösser sei, als 45°; sowie auch, dass die Reibung ihn für die ersteren Winde vergrössere, für die letzteren aber verkleinere.

Würden im unteren Theile einer negativen Störungsaxe die Quadrate der Geschwindigkeiten nach obenhin so zunehmen, wie die Luftdichten abnehmen, so wäre auf derselben Seite der Störung bis hinauf zur Neutralfläche derselbe Einströmungswinkel zu gewärtigen. Die Reibung bewirkt aber der Erfahrung zufolge, dass dieser Winkel am Boden am grössten ist und gegen jene Windlage, welche die grösste Geschwindigkeit des Unterwindes zeigt, allmälig abnimmt. Weiter hinauf gegen die Neutralfläche lässt sich theoretisch nicht beurtheilen, ob der Kreuzungswinkel zu- oder abnehmen werde.

In der Windlage der relativ grössten Verdichtung oberhalb der Neutralfläche strömt höchst wahrscheinlich der Wind radial, weil hier seine Sectorengeschwindigkeit im Zeichenwechsel begriffen ist; von hier ab gegen oben und unten hin dürfte der Kreuzungswinkel allmälig abnehmen.

Bei einer positiven Störungsaxe strebt die Reibung den Kreuzungswinkel zu verringern, dieser dürfte also hier vom Boden bis zur Windlage der grössten Geschwindigkeit allmälig

zunehmen. Ueber der Neutralfläche dürften sich die Kreuzungswinkel ähnlich verhalten wie bei einer negativen Störungsaxe; nur kann eine radiale Einströmung in der Windlage der relativ grössten Verdünnung selbstverständlich nicht stattfinden. Fortgesetzte Beobachtungen werden zeigen, ob diese Vermuthungen — denn mehr beanspruchen sie in Ermangelung eines strengen Calcüls nicht zu sein — zutreffend seien.

Bei Störungen, die sich allmälig bilden und verstärken, wird auch der Wind nicht sogleich in seiner vollen Stärke und nach der ganzen Höhe der Störung einsetzen. Es liegt in der Natur der Sache, dass bei einem allmälig entstehenden Winde zuerst jene Windlagen in Bewegung gerathen müssen, in denen der Wind die geringste Geschwindigkeit einhält und die kleinste Reibung zu bewältigen hat, und dies sind die Windlagen zunächst ober- und unterhalb der Neutralfläche. In diesem Umstande ist das allmälige Sinken des Windes begründet, wie wir dies so häufig namentlich bei solchen Winden wahrnehmen, die aus südlichen Gegenden kommen und ihre Ausbildungsweise durch die Cirri gleichsam an den Himmel schreiben.

§ 15. Fortschreiten der Windaxen.

Bisher beschäftigten wir uns ausschliesslich mit den Bewegungen im Inneren einer Windsäule, ohne dass wir darauf Rücksicht nahmen, ob die letztere an ihrer Stelle verharre oder vorrücke. Das erstere wird eintreten, wenn die schiebenden und die diesen entgegenwirkenden Kräfte (unter welch letzteren die Reibung eine hervorragende, aber nicht die einzige Rolle spielt) einander das Gleichgewicht halten. Abstrahiren wir jetzt einen Augenblick von der radialen und auf- und niedersteigenden Bewegung der Lufttheilchen als inneren Bewegungen, so werden in diesem Falle nur noch Kräftepaare übrig bleiben, welche die einzelnen Windlagen in Umdrehung versetzen. Werden nun die schiebenden Kräfte, deren Angriff stets in der Axe sich vorzustellen ist, nicht durch gleich grosse entgegenwirkende Kräfte aufgehoben, so wird sich die Windsäule wie ein selbstständiges System materieller Punkte fortbewegen. Es ist nun unsere Aufgabe, diese schiebenden Kräfte näher kennen zu lernen.

Zwei derselben sind Folge der Erdrotation. Sie rufen zwei Kräfte hervor, von denen die eine in östlicher, die andere aber in westlicher bis nördlicher Richtung wirkt, woraus eine Resultirende entspringt, welche vornehmlich, jedoch nicht ausschliesslich, die Geschwindigkeit und Richtung für die Fortbewegung der Wind- und Sturmsäulen bestimmt, daher wir sie auch zuerst betrachten wollen.

Wir setzen hiebei betreffs der inneren Bewegungen bei jeder Windlage den Beharrungszustand voraus, d. h. wir nehmen an, dass diese Bewegungen durch einige Zeit ungeändert dieselben bleiben. Es treten dann immer an Stelle der vorrückenden neue nachrückende Theile und es ist für die Beurtheilung der übrigen Bewegungen gerade so, als wären die radialen und auf- oder absteigenden Bewegungen gar nicht vorhanden, und man hätte es mit einem Systeme übrigens starrer materieller Punkte zu thun, die nur in jeder Windlage durch ein resultirendes Kräftepaar in Umschwung gesetzt werden.

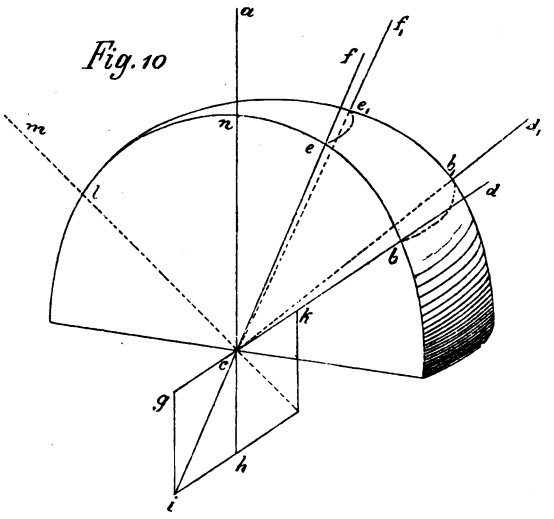
Jedes solche rotirende System materieller Punkte strebt aber bekanntlich sowohl seine absolute Winkelgeschwindigkeit wie auch die absolute Lage der Drehungsaxe beizubehalten. Wir beziehen uns hiebei auf die Bewegungsgesetze für Kreisel und das Foucault'sche Pendel.

Was zuerst die absolute Winkelgeschwindigkeit einer Windlage betrifft, so besteht dieselbe in Bezug auf das resultirende Kräftepaar aus der relativen Winkelgeschwindigkeit u vermehrt um den der Erdrotation entstammenden Addenden $w \,.\, sin\, \varphi$. Hiernach geschieht also die Drehung des Windes innerhalb einer Windlage (die wir vorläufig wieder dem Unterwinde einer negativen Störungsaxe angehörig betrachten) gleichzeitig um zwei Axen: um die Windaxe und um die Erdaxe, welche zusammen eine resultirende Axe besitzen müssen, die durch den Kreuzungspunkt beider hindurchgeht.

Die beistehende Fig. 10 soll die Hälfte der nördlichen Hemisphäre vorstellen, welche durch einen axialen Schnitt von der anderen Hälfte lediglich in der Absicht getrennt erscheint, um auf dieser Schnittfläche eine Zeichnungsebene zu gewinnen. Es bedeutet hier an die verlängerte Erdaxe und bd die Axe der Windlage, welche sich beide im Erdmittelpunkte c schneiden.

Trägt man jetzt auf die verlängerten Axen in cg und ch die zugehörigen Winkelgeschwindigkeiten auf, so gibt die Verlängerung der Parallelogramms-Diagonale in ef die resultirende Axe der Richtung und Lage nach, die Länge der Resultirenden ci aber die resultirende Winkelgeschwindigkeit der Grösse nach. Würde nun die Axe der Windlage in bd stehen bleiben, so wäre nur eine Drehung um bd mit der Winkelgeschwindigkeit $= cg$ möglich; bewegt sie sich aber gleichzeitig von bd um einen gewissen Bogenwerth bb_1 nach $b_1 d_1$, wobei die resultirende Axe, da sie eine Momentanaxe ist, gleichzeitig von ef nach $e_1 f_1$ gelangt, so wird der Wind nicht blos eine Drehung

Fig. 10



um bd, sondern gleichzeitig auch um die Erdaxe, mittelbar also um die resultirende Axe ef vollbringen, und ausser seiner relativen Winkelgeschwindigkeit u auch noch die durch die Erdrotation bewirkte $w \,.\, sin\, \varphi$, folglich seine ganze absolute Winkelgeschwindigkeit $u + w \,.\, sin\, \varphi$ beibehalten können. Hieraus folgt also, dass das Bestreben einer Windlage, ihre absolute Winkelgeschwindigkeit beizubehalten, nothwendig auch das Bestreben derselben im Gefolge haben müsse, nach der Richtung der Erdrotation, also nach Osten vorzurücken, indem sie nur auf diese Weise jenen Antheil der Drehung vollstrecken kann, der auf Rechnung der Erdrotation kommt.

Bewegt sich der Wind nach der entgegengesetzten Seite, wie in den unteren Windlagen einer positiven Störungsaxe, so ist bekanntlich die relative Winkelgeschwindigkeit u auf die entgegengesetzte Seite, folglich nach ck aufzutragen, und es ergibt sohin lm die resultirende Axe (der Richtung nach), welche als Momentanaxe wieder beständig in der Meridianebene der Windaxe verbleibt. Im Uebrigen bleiben unsere Schlüsse unverändert, und ergibt sich abermals wieder eine Bewegung der Windsäule gegen Osten von gleicher Grösse wie früher als ein Postulat ihres Beharrungsvermögens.

Wir können daher folgenden Satz aussprechen: Sowohl bei ein- wie ausströmendem Winde äussert jede Windlage das Bestreben, nach Osten vorzurücken, weil sie nur durch eine solche Verschiebung („Translation") den Anforderungen der auf ihre Drehung Einfluss nehmenden Erdrotation gerecht zu werden vermag.

Es ist nun eine einfache Sache, die zu dieser Translation gehörige Geschwindigkeit zu berechnen. Der Antheil der absoluten Winkelgeschwindigkeit, welche auf Rechnung der Erdrotation kommt, ist $w \,.\, sin\, \varphi$, der zugehörige Halbmesser jener des eintreffenden Parallelkreises, d. i. $r \,.\, cos\, \varphi$, wobei r den Erdhalbmesser bedeutet; folglich ist die Geschwindigkeit im Parallel $= rw \,.\, sin\, \varphi \,.\, cos\, \varphi = \frac{1}{2} rw \,.\, sin\, 2\, \varphi$. — Am Aequator und den Polen besitzt somit die Windsäule gar keine Neigung zur Fortbewegung; dagegen erreicht ihre theoretische Geschwindigkeit unter 45^0 ein Maximum und beträgt $\frac{1}{2} rw =$

$= \frac{1}{2} 6362 \,.\, \frac{2\,\pi}{23{,}93} = 333$ Kilometer per Stunde. Selbstverständlich kann eine nach der Formel $\frac{1}{2} rw \,.\, sin\, 2\, \varphi$ berechnete Geschwindigkeit niemals erreicht werden, weil ihr ausser blos verzögernden Kräften, wie z. B. der Reibung, auch noch bewegende Kräfte entgegenwirken, die — wie wir sogleich sehen werden — zuweilen einen solchen Werth erreichen, dass sie sogar die Bewegung in eine westliche umstalten.

Sehen wir aber bei Beurtheilung der Bewegung nach Osten von den letzterwähnten entgegenwirkenden Kräften vorläufig ganz ab und berücksichtigen wir nur den Einfluss der Reibung.

Jedes einzelne Lufttheilchen der nach E fortschreitenden Windsäule wird ähnliche Bewegungen machen, wie ein Punkt unseres Aequators sie machen würde, wenn der Winkel der Ekliptik gleich Null wäre; es ergibt dies eine Curve mit aufeinanderfolgenden Schlingen. Die Lufttheilchen (ohne relative Geschwindigkeit gedacht) kehren also bei der Ostwärtsbewegung der Windsäule nicht genau an jenen Ort in W zurück, an welchem sie die Drehung begannen, und es ist anzunehmen, dass der westlichste und östlichste Punkt der Schlinge, welche sie während einer Umdrehung beschreiben, um so näher aneinander liegen werden, je geringer die Reibung ist. Eine Windsäule, deren Winkelgeschwindigkeit in jenen Windlagen, welche die Reibung vornehmlich zu überwinden haben, grösser ist, wird ebenfalls schneller nach Osten rücken.

Hierin scheint der Grund zu liegen, weshalb Minima im Allgemeinen sich weit schneller bewegen, als Maxima, welch letztere oft lange dieselbe Stelle beibehalten, weil die sehr geringe Drehbewegung in den untersten Schichten, welche vornehmlich von der Reibung beansprucht werden, zur Fortbewegung der Windsäule nicht ausreicht. Auch ergibt sich hieraus, warum stürmische Minima sich im Allgemeinen weit rascher fortbewegen, als solche mit schwächeren Winden.

Allerdings gibt es hier noch manche Räthsel zu lösen, z. B. die Frage, warum denn auf dem atlantischen Ocean trotz der geringeren Reibung die Stürme sich langsamer bewegen, als auf dem benachbarten Continente?

Wir glauben aber diesen Einwurf unschwer durch die Antwort zu entkräften, dass sich beim Uebertritte einer Sturmsäule vom Lande auf's Meer nicht etwa blos die Reibung, sondern auch viele andere Umstände ändern.

Sehen wir vorläufig einmal von den Wasserdämpfen ab, so wirken mit Ausnahme der Reibung die übrigen Aenderungen bei diesem Uebertritte zu Ungunsten des Sturmes auf dem Meere. Soll dieser nicht erlahmen, so braucht er fortwährende Zufuhr an lebendiger Kraft. Das Meer ist im Allgemeinen wärmer als

das Land; in demselben Masse müssen jetzt auch die unteren Luftschichten der Sturmsäule entsprechend wärmer erscheinen und nach § 8 werden die Barometerstände noch etwas herabgehen*). Der Sturm soll also jetzt grössere Arbeit leisten, anderseits wird ihm aber weniger lebendige Kraft zugeführt, weil wärmere Luftschichten unter gleichen Umständen nothwendig einen geringeren Wärmezuwachs besitzen werden, als kältere. Der Sturm müsste also nach und nach aufhören, wenn ihm nicht durch die latente Wärme der reichlicher vorhandenen Wasserdämpfe (soferne diese nach § 17 noch innerhalb des Unterwindes abgegeben wird) ein Ersatz geboten würde. Vielleicht ist dies der Grund, weshalb so viele Stürme des atlantischen Oceans den europäischen Continent nicht erreichen. — Anderseits lässt sich zu Gunsten der Stürme auf festem Boden noch beifügen, dass es keine Reibung ohne äquivalenter Wärmeentwicklung gibt, welche zwar zum geringen Theil in den Boden abgeleitet, zum grösseren aber wohl den unteren Luftschichten wieder zu gute kommt, und daher zur Belebung des Sturmes entsprechend beitragen wird. Da somit die Verhältnisse zwischen einem Sturm auf dem Meere und einem solchen auf dem Lande so verschiedenartig gestaltet sind, so sind wir der Ansicht, dass das langsamere Vorrücken des ersteren eben hierin seine Erklärung finden müsse.

§ 16. Fortsetzung.

Eine Windsäule strebt aber nicht blos die absolute Winkelgeschwindigkeit ihrer Theile, sondern sie strebt auch die absolute Stellung ihrer Axe beizubehalten. Würden sich ihr keine Hindernisse entgegenstellen, so würde sie demnach innerhalb eines Sterntages einen vollen Kegelmantel beschreiben, wie dies beistehende Fig. 11 näher zu erklären sucht. In derselben bedeuten ab eine Stellung der Windaxe innerhalb der zugehörigen Meridianebene pnq und ae ihre Stellung nach Ablauf eines halben Sterntages; nach Vollendung einer ganzen Erdumdrehung

*) Eine solche Vertiefung der Depressionen auf dem atlantischen Ocean und zwar im Mittel von 6 mm. auf 30 Längengrade wurde von E. Loomis in seinen „Contributions to Meteorology, tenth Paper“ (m. s. österr. meteorol. Zeitschr. Bd. XIV, S. 153) nachgewiesen.

wäre dann die Windaxe wieder nach *ab* zurückgekehrt, und hätte somit einen Kegelmantel beschrieben, dessen Spitze im Fusspunkte *a* sich befindet und dessen Basis der Kreis *bfeg* andeutet. Der Winkel, welchen die zur Erdaxe *cn* parallele Kegelaxe *ad* mit der beschreibenden Windaxe *ab* einschliesst, wäre gleich der Polhöhe des Ortes.

Einer solchen fortwährenden relativen Drehung der Windaxe widersteht aber der Boden; es bleibt daher derselben keine andere Wahl übrig, als sich innerhalb des nordwestlichen Quadranten derart zu neigen, dass sich der Pressungsunterschied, welcher hiebei zwischen den NW- und SE-Quadranten entsteht und senkrecht auf die (horizontal verbleibenden) Windlagen wirkt, mit der Verticalcomponente jener Kraft in's Gleich-

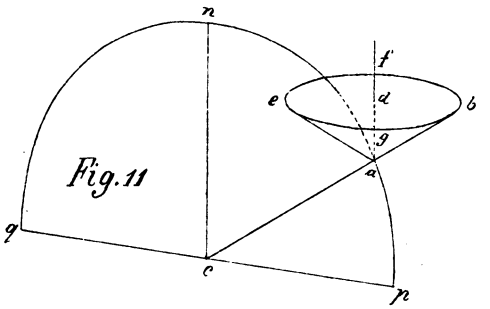


Fig. 11

gewicht setzt, welche die Windaxe zu drehen strebt. Diese letztere Kraft hat man sich senkrecht auf die geneigte Windaxe wirkend und dabei in einer Verticalebene liegend vorzustellen. Da sie gegen die Pole fortwährend abnimmt und hier gleich Null wird, so kann sie durch das Symbol $p \cos \varphi$ bezeichnet werden, wobei φ die geographische Breite und p jenen Werth darstellt, welchen die Kraft am Aequator besitzen würde.

Der Umstand, dass wir in unseren früheren Betrachtungen die Windaxen vertical annahmen, während sie doch thatsächlich schief stehen, ändert nichts im Wesen derselben; denn die Axen der einzelnen Windlagen, welche bei diesen Betrachtungen die Grundlage bildeten, hat man sich, wie auch die Richtung des Auftriebes, stets vertical zu denken, nur sind die horizontalen Windlagen selbst nicht nach einer Verticalen, sondern in schräger Richtung übereinander lagernd sich vorzustellen.

Der Kraft $p \cos \varphi$ wächst aber noch eine andere Kraft zu, welche ebenfalls senkrecht auf die schiefe Windaxe wirkt, aber nicht der Rotation der Erde, sondern der Auf- und Abwärtsbewegung der Luft entstammt. Man denke sich eine Röhre, welche unter dem Winkel χ zum Horizonte geneigt und derart gelagert und ausbalancirt ist, dass sie durch eine auf deren Axe senkrecht wirkende Kraft ohne Reibung in die verticale Stellung gebracht werden kann. Geht nun ein warmer Strom durch die Röhre und ist q die Kraft, welche die Lufttheilchen vertical nach aufwärts zu bewegen sucht, so wird $q \cos \chi$ jene Componente darstellen, welche senkrecht auf die Axe der Röhre wirkend, diese vertical zu stellen strebt. Umgekehrt wird ein Strom, welcher sich vertical abwärts zu bewegen strebt und die Röhre passiren muss, diese mit derselben Kraft noch mehr zu neigen suchen. Ganz ähnlich verhält sich die Sache in einer Windsäule, welche unter gleichem Winkel geneigt ist und für welche wir das gleiche Symbol $q \cos \chi$ beibehalten können.

Die gesammte Kraft, welche senkrecht auf die schiefe Windaxe wirkt, lässt sich daher (allerdings nur für die Discussion und nicht für eine ziffermässige Berechnung) darstellen durch: $p \cos \varphi \mp q \cos \chi$, somit ihre verticale und horizontale Componente durch:

$$25) \qquad \begin{cases} (p \cos \varphi \mp q \cos \chi) \cos \chi, \\ (p \cos \varphi \mp q \cos \chi) \sin \chi, \end{cases}$$

wobei das obere Zeichen sich auf negative, das untere aber auf positive Störungsaxen bezieht und jederzeit $p \cos \varphi > q \cos \chi$ ist. Aufsteigende Ströme suchen somit die Windaxe etwas mehr aufzurichten, herabsteigende aber noch mehr niederzudrücken.

Der oberen Componente wird die Druckdifferenz zwischen dem NW- und SE-Quadranten das Gleichgewicht halten, und die Folgen hievon sollen den Gegenstand einer besonderen und späteren Discussion bilden; die untere Componente aber, welche wir jetzt vorläufig ausschliesslich berücksichtigen, kann keine andere Wirkung hervorbringen, als das Bestreben der Windsäule, in Richtung der Horizontalprojection der Windaxe, also im Allgemeinen nach einer zwischen N und W gelegenen Richtung vorzurücken.

Diese unterm Aequator rein westlich wirkende Componente ist es wohl, welche in Verbindung mit der Wirkung der Erdrotation sämmtliche Lufttheilchen der Passatcirculation fortwährend gegen W treibt; denn es ist nicht anzunehmen, dass eine Kraft, welche Störungsaxen so bedeutend beeinflusst, auf Störungsgürtel ohne Wirkung bleiben werde.

Zur Betrachtung der ersteren wieder zurückkehrend, haben wir uns vor Allem auf Loomis Versuche zu berufen, aus welchen hervorgeht, dass beim Vorrücken einer Windsäule die hiedurch bewirkten barometrischen Aenderungen auf Berghöhen viel später eintreten, als am Fusse (m. s. österr. meteorol. Zeitschr., Bd. XIV, S. 154), eine Thatsache, welche wohl am einfachsten durch das Zurückhängen der östlich vorrückenden Windaxen zu erklären ist. Auch Cl. Ley hat diese Thatsache unter seine Sätze aufgenommen (Annalen d. Hydrogr. 1882, H. 11).

Es hat nicht gelingen wollen, in den letzten Formeln für den Neigungswinkel χ und für p rechnungsgemässe Werthe aufzufinden, weil beide nicht blos von der geogr. Breite φ, sondern auch noch von den Dimensionen der Windsäule und wahrscheinlich auch noch von anderen Umständen abhängen; allein mit Bestimmtheit lässt sich behaupten, dass $p \cos \varphi$ unterm Aequator den grössten Werth besitzen und polwärts allmälig bis auf 0^0 abnehmen müsse; ebenso dass χ unterm Aequator ein Minimum sein, gegen die Pole hin aber bis auf 90^0 zunehmen müsse. Hieraus ergibt sich, dass die schiebende Kraft $(p \cos \varphi \mp q \cos \chi) \sin \chi$ auch für das obere Zeichen höchst wahrscheinlich noch innerhalb der Wendekreise ein Maximum besitze, dann aber gegen die Pole hin bis auf Null abnehme und dabei eine Richtung besitze, welche unterm Aequator rein westlich ist, polwärts aber sich immer mehr nördlich (auf der südlichen Halbkugel mehr südlich) wende, und in den Polen selbst, obwohl dem Werthe nach schon auf Null herabgesunken, eine rein nördliche, beziehungsweise rein südliche Richtung einzuhalten strebe.

Combiniren wir jetzt im Gedanken die durch diese schiebende Kraft bewirkte Geschwindigkeit mit der früher aufgefundenen, welche stets ostwärts wirkend $= \frac{1}{2} r w \sin 2 \varphi$ ist, mithin

unter 45° geogr. Breite zum Maximum wird, und sowohl polwie äquatorwärts bis auf Null herabgeht, so finden wir übereinstimmend mit der Erfahrung, dass für die nördliche Hemisphäre die gewöhnlichen Sturmbahnen in Nähe des Aequators westlich gerichtet sein werden, weiter von diesem entfernt immer mehr gegen N sich wenden, in noch höherer Breite (ungefähr bei den Wendekreisen) rein nördlich und noch weiter gegen die Pole nordöstlich werden müssen. Auf der Südhemisphäre erscheint die Sturmbahn gleichsam wieder als Spiegelbild jener der nördlichen Halbkugel.

Würden die Wind- und Sturmsäulen wirklich mit jener unverkürzten resultirenden Geschwindigkeit forteilen, wie sich dieselbe aus den vorstehenden Betrachtungen ergibt, so hätten wir keine anderen Aenderungen in der relativen Bewegung der Lufttheilchen innerhalb der Windlagen anzuhoffen, als jene, welche durch die geänderte relative Geschwindigkeit der am Vorder- und Hintertheile der Windsäule ein- und ausströmenden Lufttheilchen herbeigeführt werden. Da aber die wirkliche Geschwindigkeit der Windsäulen der vorhandenen Bewegungshindernisse halber stets weit hinter der theoretischen zurückbleibt, oder die Windsäule auch wohl ganz stillsteht, so haben wir gewisse Aenderungen in jener Bewegungsweise zu erwarten, welche umsomehr hervortreten werden, jemehr die Windsäule retardirt.

Ziehen wir vorerst jenen Zustand in Betracht, welchen ein Zurückbleiben der Windsäule bei der zuerst besprochenen, nach E angestrebten Bewegung im Gefolge hat. Hier muss eine entsprechende parallele Verschiebung der Drehungsaxe gegen S eintreten, weil eine solche das Aequivalent einer Bewegung des ganzen Systems nach E ist. Wem dies nicht mehr erinnerlich sein sollte, der braucht sich blos eine Windlage mit einströmendem Winde und concentrischen Isosteren mit der theoretischen Geschwindigkeit gegen E vorrückend vorzustellen. Heisst nun diese Geschwindigkeit beim Fortschreiten des Systems v, die relative Winkelgeschwindigkeit u, und denkt er sich den nördlichsten und südlichsten Punkt einer Isostere mit dem zugehörigen Halbmesser ρ, so wird der erstere in Bezug auf den vorrückenden meridionalen Durchmesser der Windlage (da beide sich nach entgegengesetzten Richtungen bewegen) die tangentiale

Geschwindigkeit $v + u\,\varrho$, der letztere aber eine solche $= v - u\,\varrho$ besitzen. Genau dieselben Geschwindigkeiten lassen sich aber für eine stationäre oder zu langsam vorrückende Windlage erreichen, wenn die Drehaxe entsprechend nach Süden versetzt wird. Alle Windlagen zusammen ergeben aber dann wieder eine neue resultirende verstellte Axe.

Mit dieser parallelen Verrückung der Drehungsaxe gegen S ist aber nothwendig auch ein Zusammendrängen der Isosteren und Isobaren im südlichen Theile jeder Windlage und ein Auseinandertreten derselben im nördlichen Theile bei entsprechender Aenderung der Gradienten verbunden, wie dies auch vielfach, namentlich von Cl. Ley (m. s. österr. meteor. Zeitschr. Bd. XI, S. 264) beobachtet wurde. Nun sollten hiernach allerdings die Abstände der genannten Curven in meridionaler Richtung stets am meisten differiren; allein schon aus unserer Gleichung 21) § 12

$$v = \sqrt{\frac{c^2 + 1}{cs}}$$

zeigt sich, dass für gleiche Luftdichte s, wie sie die Isosteren besitzen, auch der Kreuzungswinkel der Winde mit denselben die Windgeschwindigkeit, sohin mittelbar auch den zugehörigen Gradienten beeinflusse; allgemeiner kann man sagen, dass alle Umstände, welche die Windgeschwindigkeit innerhalb einer Windlage verschieden vertheilen, auch an der Position der Isosteren und Isobaren theilnehmen; daher es nicht zu wundern ist, dass die Richtungen, nach welchen sich diese Curven am meisten drängen und anderseits am meisten auseinandertreten, von der meridionalen Richtung bald nach W, bald nach E mehr oder weniger abweichen.

Die schiebende Kraft $(p\ cos\ \varphi \mp q\ cos\ \chi)\ sin\ \chi$, welche ungefähr von SE gegen NW gerichtet ist, wird mit dem Reste, der ihr wegen des Zurückbleibens der Axe noch zur Verfügung steht, auf die letztere wirken. Es müssen sich daher die Bewegungen der Lufttheilchen in jeder Windlage derart anordnen, dass dadurch eine gleich grosse, aber entgegengesetzt wirkende Kraft entsteht, und diese kann nur die Resultirende sämmtlicher Centripetalkräfte sein. Da aber diesen wieder gleich grosse Centrifugalkräfte gegenüberstehen werden, so müssen sich die

Bahnen der Windtheilchen im NW-Quadranten (und zwar weiter gegen die Pole hin in mehr nördlicher, weiter gegen den Aequator hin aber in mehr westlicher Richtung) stärker einkrümmen, folglich die Isobaren und Isosteren unter kleineren Winkeln kreuzen, als in den übrigen und besonders im SE-Quadranten, wo sie die genannten Linien unter den relativ grössten Winkeln durchschneiden werden. Hiemit stimmen auch die Beobachtungen Cl. Ley's (m. s. das Juliheft des Journal of Scottish Meteorological Society) und jene Cap. Hoffmayer's nach Bd. XIII, S. 338 der österr. meteor. Zeitschr. überein.

Umgekehrt können auch die Einströmungsverhältnisse bei einer negativen Störungsaxe verschiedene Bahnkrümmungen innerhalb der Windlagen und dadurch eine Bewegung hervorrufen. Nehmen wir an, es befinde sich dieselbe auf der nördlichen Hemisphäre und stehe nur mit einer einzigen positiven Störungsaxe in Windaustausch, so wird der Unterwind, von letzterer gegen das untere Minimum heranziehend, dieses allseitig umgeben und dabei dort, wo er zunächst in das Minimum eindringt, offenere und weiterhin stets mehr und mehr eingekrümmte Bahnen beschreiben müssen. Denken wir uns jetzt im unteren Maximum der positiven Störungsaxe mit dem Gesichte gegen das Minimum gewendet stehend, so wird der Wind zunächst rechts von der Axe des Minimums eindringen, hier also der offensten Curven halber geringere Winkelgeschwindigkeiten einhalten als an allen übrigen Einströmungspunkten, die grössten Winkelgeschwindigkeiten aber gegenüberliegend, also links von der Axe des Minimums besitzen. Demgemäss wird die Resultirende sämmtlicher Centripetalkräfte auch von links nach rechts auf die Axe wirken und das Minimum im Bogen nach rechts um das Maximum herumzuführen streben. Auf der südlichen Hemisphäre wird selbstverständlich unter gleichen Verhältnissen eine Linksdrehung des Minimums um das Maximum stattfinden müssen. Hiemit stimmen auch Cl. Ley's Beobachtungen überein, indem er (m. s. Bd. XI, S. 264 der österr. meteor. Zeitschr.) sagt: „Es besteht eine Tendenz der einzelnen Depressionen, sich um die temporären Barometermaxima herumzubewegen in der Weise, dass die letzteren zur rechten Hand bleiben auf der nördlichen, zur linken auf der südlichen Hemisphäre."

Gegen unsere Erklärungsweise könnte man vielleicht einwenden, dass nicht blos die Windbahnen des Unterwindes, sondern auch jene des Oberwindes hiebei entscheidend mitwirken werden; allein nach unserer in § 14 gegebenen Erklärung besteht der Oberwind aus zwei Theilen, denen nothwendig auch nahezu entgegengesetzte Lagen der zugehörigen gegen die positive Störungsaxe abströmenden Windstreifen zukommen müssen. Dadurch werden aber auch die Resultirenden der Centrifugalkräfte in den beiden Theilen des Oberwindes ungefähr entgegengesetzte Richtungen erhalten und sich daher ihre Wirkungen nahezu aufheben.

Forschen wir noch nach anderen Kräften, welche an der Bewegung der Windsäulen noch Antheil haben könnten, so fällt uns vor Allem der wechselnde äussere Druck bei, welchem sie beim Fortschreiten ausgesetzt erscheinen. Es kann eine Resultirende desselben gedacht werden, welche in der Windaxe angreifend, die Windsäule aus Gegenden mit höherem in solche mit geringerem Luftdruck zu verschieben sucht, und hierin scheint der Grund zu liegen, weshalb die Depressionen den Regionen mit höherem Luftdrucke auszuweichen suchen, um solchen mit niedrigerem zuzusteuern, und warum sich zuweilen Minima auch vereinigen. Ein hieher gehöriges auffälliges Beispiel liefert die Beobachtung Dr. v. Wojeikoff's, nach welcher für die über Russland hinwegziehenden Stürme die kältesten Räume Sibiriens sich gleichsam wie ein Keil zwischen die beiden vorherrschenden Sturmbahnen einschieben, wodurch die über Russland hinwegziehenden Winterstürme genöthiget werden, die Richtung nach SE einzuschlagen.

So sehr die Reibung die Fortbewegung der Windsäulen auch verzögern möge, so dürfte anderseits ein Widerstand der äusseren Luft kaum in Anschlag zu bringen sein; denn Windsäulen verdrängen nicht die Luft vor sich, etwa wie Kreisel beim Fortschreiten, sondern sie nehmen den einströmenden Wind auf, statt ihn zu verdrängen, und der ausströmende Wind gibt an seine Umgebung Lufttheilchen in entsprechendem Masse ab. In Folge dessen müssen sich beim einströmenden Winde an der Vorderseite der Windsäule die Lufttheilchen in radialer

Richtung relativ schneller bewegen als an der Rückseite, folglich auch die Windwege mehr öffnen, während sie an der Rückseite sich am stärksten einkrümmen. Das Verhalten der Windwege ist also bei einer Windlage mit Einströmung, deren Windsäule fortzuschreiten strebt, folgendes. So lange die letztere ruhig an einer Stelle verbleibt, strecken sich in Folge der resultirenden Centripetalkraft, welche der schiebenden Kraft

$$(p \cos \varphi - q \cos \chi) \sin \chi$$

in gleicher Grösse entgegenwirkt, die Windwege am Vordertheil am meisten, und krümmen sich jene des Hintertheils am stärksten ein. Würde die Windsäule gegen W statt gegen E vorrücken, so würden die Krümmungen der ersteren Windwege zu-, jene der letzteren dagegen abnehmen. Beim Vorrücken gegen E ereignet sich jedoch das Umgekehrte; es strecken sich die ersteren noch mehr, und krümmen sich die letzteren noch stärker ein.

Im Ausströmungstheile der Windsäule ereignet sich freilich das Umgekehrte; hier müssen sich die rückwärtigen Windwege beim Fortschreiten derselben mehr strecken, weil nach rückwärts mehr Wind abgegeben wird, als nach vorne: aber hier sind auch die Winkelgeschwindigkeiten sehr gering: das Verhalten dieses Theiles spielt daher nur eine ganz untergeordnete Rolle.

Wir wären jetzt mit den beim Fortschreiten der Windsäulen in's Spiel kommenden Kräften zu Ende, wenn man nicht vielleicht in dem Bestreben derselben, an ihrer Bildungsstelle länger zu verweilen, und solche Wege, wo denselben mehr lebendige Kraft zugeführt wird, mit Vorliebe aufzusuchen, die Folge einer besonderen Kraft erkennen will. Letzteres scheint bei dampfreichen Meeresströmen, z. B. beim Golfstrome der Fall zu sein, dessen Bahn sich die Stürme so gerne auserwählen, wohl nicht seiner Strömungsgeschwindigkeit halber, sondern weil sie in den reichlicheren Wasserdämpfen desselben die Bedingungen längeren Fortbestehens vorfinden. Es dürfte aber wohl schwer sein, diese Kraft, wenn sie wirklich besteht, als analytischen Ausdruck zu formuliren, wenigstens ist es uns unerfindlich geblieben, in welcher Weise die Sache hiebei anzufassen wäre.

§ 17. Temperatur- und Wärmeverhältnisse der Winde.

Hier haben wir vor Allem jener Componente der Kraft $p \cos \varphi - q \cos \chi$ zu gedenken, auf deren Wirkung wir im vorigen Paragraphen nicht näher eingingen, sondern deren Besprechung hieher verschoben. Diese Componente ist $(p \cos \varphi - q \cos \chi) \cos \chi$ und ihre Richtung eine verticale. Wie wir schon früher erwähnten, kann ihre Wirkung unmöglich in etwas Anderem bestehen, als dass sich in den beiden gegenüberliegenden Hälften der Windsäule eine Druckdifferenz herausbildet, welche gleich gross mit der genannten Componente ist, ihr aber direct entgegenwirkt; denn nur auf diese Weise kann die schiefe Windaxe eine Ruhelage erlangen. Denken wir uns eine horizontale Linie, welche durch den Fuss der Windaxe geht und zugleich senkrecht auf die Verticalebene steht, in welcher die Eingangs erwähnte Kraft mit ihren beiden Componenten liegt, so wird jener Theil der Windlagen, welcher auf der nördlichen Hemisphäre nordwestlich, auf der südlichen aber südwestlich von dieser Horizontallinie liegt, eine höhere Pressung, der andere Theil aber, welcher gegenüber liegt, eine geringere Pressung erlangen müssen, als jeder Theil sonstig zeigen würde. Nun sahen wir aber im vorigen Paragraphen, dass die Verticalebene, welche unsere Componente enthält, beim Aequator eine auf den Meridian senkrechte Stellung besitze, sich jedoch gegen die Pole hin demselben immer mehr nähere; demnach muss auch die Ebene, welche durch die schiefe Windaxe geht und auf der früher erwähnten Verticalebene senkrecht steht, sohin die besagte horizontale Scheidelinie an ihrem Fusse enthält, am Aequator eine meridionale Lage einhalten, gegen die Pole hin aber sich immer mehr dem Parallelkreise nähern — mit kürzeren Worten gesagt: es wird jene Hälfte der Windsäule, welche erhöhte Pressung zeigt, am Aequator westlich liegen, in den höheren Breiten aber sich immer mehr polwärts wenden.

Die Windaxe zeigt etwa nicht Anfangs eine verticale Stellung und wird später erst niedergebeugt, sondern sie bildet sich gleich anfänglich in der erforderlichen schiefen Lage aus, erfordert also hiezu keine lebendige Kraft. In einem solchen

Falle muss also die Erhöhung der Pressung auf der einen Seite der Windsäule von einem Verlust an Energie in anderer Form, und ebenso der Verlust an Pressung auf der anderen Seite derselben von einem Gewinn an Energie in anderer Gestalt begleitet sein. Es wird also hier ganz derselbe Vorgang stattfinden, wie er sich bei Bildung eines unteren Maximums und Minimums ereignet und im § 8 genau beschrieben wurde, mit dem einzigen Unterschiede, dass hier die Aenderungen im Barometerstande eine solche in der Temperatur nach sich ziehen, während dort die Initiative vom Thermometer ausging.

Auf der nördlichen Halbkugel wird also im Allgemeinen die WNW- bis NNW-Hälfte einer Windsäule die höheren Barometerstände zeigen und zugleich kälter sein, als die gegenüberliegende; die Winde aber werden hier in einfachster Weise überall jene Luftdichte herstellen helfen, wie sie das M.-G.-L. Gesetz erfordert. Die erstere Hälfte wird bei einer unteren Depression vornehmlich jene Winde empfangen, welche aus nördlicheren Gegenden kommen und heiteres Wetter bringen, der letzteren aber werden vorzugsweise Winde aus südlicheren Gegenden zuströmen, und da diese, zumal wenn sie Seewinde waren, reichlicher Wasserdampf führen, so wird dieser auch beim Aufsteigen der Luft sich grösstentheils noch innerhalb dieser Hälfte ausscheiden und dieselbe regenreicher machen, als die gegenüberliegende. Ausnahmen von dieser Regel werden sich durch locale Verhältnisse, insbesondere durch die Vertheilungsweise von Land und Meer erklären lassen. Auf der südlichen Halbkugel ist selbstredend die WSW- bis SSW-Hälfte der Windsäule die dichtere, kältere und gepresstere, und ergibt sich hieraus das Uebrige von selbst.

Ehevor wir diesen Gegenstand endigen, möchten wir noch eines Umstandes gedenken. Man pflegt ziemlich allgemein anzunehmen, dass der Wind die Temperatur jener Gegenden mitbringe, denen er entstammt. Um diese Anschauung zu prüfen, denken wir uns einen aus nördlichen, dann einen aus südlichen Gegenden kommenden Wind, welche von ihren Ursprungsstellen an bis zu unseren Standpunkten innerhalb einer Depression bedeutend mehr als eine Viertelswendung durchmachen (ein Fall, der nicht nur denkbar ist, sondern sich wohl auch ereignen

kann), so wird der erstere in die wärmere Hälfte, der letztere in die kältere Hälfte derselben eindringen. Dabei werden sie allerdings eine geringere Temperatursdifferenz besitzen, als wenn sie aus entgegengesetzten Gegenden stammen würden, aber doch das eben aufgestellte Gesetz nicht umkehren. Der NW-Theil der Depression wird auf der nördlichen Halbkugel noch immer der kältere, der SO-Theil der wärmere verbleiben. Hieraus folgt, dass es betreffs der Temperatur eines Windes weit weniger auf dessen Provenienz als vielmehr auf den Umstand ankomme, in welchen Quadranten einer Depression er eindringt.

Wir wenden uns jetzt jenen Aenderungen zu, welche sich auf den jeweiligen Wärmezustand der Winde beziehen.

Die Bewegung der Unterwinde und der mit ihnen in Verbindung stehenden aufsteigenden Luftströme erfolgt in letzter Auflösung durch die Sonnenwärme, sei es nun, dass die Luft dieselbe unmittelbar absorbire, oder sei es, dass ihr dieselbe mittelbar in Form latent gewesener Dampfwärme zugeführt werde.

Um aber auch zu erkennen, wie sich die Oberwinde hiebei verhalten und wie sich überhaupt das Verhältniss der Winde zur Wärme in jedem Windsysteme regeln müsse, benützen wir wieder jene Grundformel der mechanischen Wärmetheorie für Gase, deren wir uns schon unter 9) § 7 bedienten, und welche lautet:

26) $$dQ = c_1 dt + A p dv_1.$$

Diese Formel sagt deutlich, dass dort, wo eine Bewegung der Luft nicht ausgeschlossen ist, mit der Temperatursänderung auch eine entsprechende Arbeit derselben verbunden sein müsse. — Schon bei der Bildung der unteren Depressionen und Maxima, wie sie der § 8 erklärt, sahen wir, dass die ersteren Luft in höhere Lagen unter entsprechender Bindung von Wärme hinaufschieben, während die letzteren unter Wärme-Entwicklung Luft von oben herabziehen. Was speciell die Winde betrifft, so müssen wir, ebenfalls auf § 7 fussend, daran erinnern, dass die Höhe der Luftschichten innerhalb der meteorischen Region der

Atmosphäre, somit auch die Höhe der Windlagen stets durch einige Zeit so gut als unveränderlich angesehen werden könne; demzufolge besitzt die Luft innerhalb der einzelnen Windlagen kein anderes Mittel, um Arbeit zu verrichten oder zurückzugewinnen, als die Abänderung der Windgeschwindigkeit. Auf Grund dieser Anschauung wollen wir jetzt das Arbeitselement $p.dv_1$ unserem Bedürfniss entsprechend in anderer Weise ausdrücken.

Wir denken uns eine Windlage von der Höhe $= 1$ und innerhalb derselben einen verticalen Querschnitt $= 1$, welcher Luft von der Geschwindigkeit v durchlässt. Es bedeutet nun v sowohl Volum als Geschwindigkeit und $\frac{v^2}{2g}$ die zugehörige Geschwindigkeitshöhe. Heisst nun noch s das Gewicht der Volumseinheit Luft, so ergibt das Product $sv \times \frac{v^2}{2g} = \frac{sv^3}{2g}$ den entfallenden Arbeitswerth. Da aber in der früheren Formel 26) Alles auf die Gewichtseinheit bezogen erscheint, so haben wir als Arbeitswerth $\frac{\sigma v^3}{2g}$ (worin σ ein anderer Gewichtswerth) und mit Rücksicht auf einen Anfangszustand, welchem die Geschwindigkeit v_0 zukam, den Werth $\frac{\sigma 1}{2g}(v^3 - v_0^3)$ für $\int p.dv_1$ anzusetzen.

Hiernach wird aus 26):

27) $$Q = c_1 (t - t_0) + \frac{A\sigma}{2g}(v^3 - v_0^3).$$

Diese Formel ergibt zunächst für den Unterwind den Schluss, dass jeder Wärmeverbrauch bei demselben eine Temperaturerhöhung und zugleich eine Geschwindigkeitsvermehrung (natürlich im Sinne der Bewegungsrichtung desselben) herbeiführen werde, womit die Erfahrung übereinstimmt. Der Oberwind hat aber verglichen mit dem Unterwinde im Grossen und Ganzen eine entgegengesetzte Geschwindigkeitsrichtung, und hieraus folgt, dass im streng mathematischen Sinne eine Vermehrung der Geschwindigkeit beim Oberwinde in ihrer Wirkung einer Verminderung derselben beim Unterwinde gleich sei und umgekehrt. Wenn wir also beim Oberwinde die Geschwindigkeitsrichtung jetzt verkehrt messen, und dadurch die negative Richtung zur positiven machen, so müssen wir auch gleich-

zeitig, um den richtigen Sinn der Formel aufrecht zu erhalten, die beiden anderen noch vorhandenen Werthe mit verkehrtem Zeichen nehmen; wir haben also für den Oberwind:

$$28) \qquad \mp Q = + c_1 (t - t_0) \pm \frac{A\sigma}{2g} (v^3 - v_0^3),$$

d. h. die Geschwindigkeitsvermehrung geschieht beim Oberwinde unter entsprechender Temperaturs-verminderung und umgekehrt.

Wir haben einen ganz ähnlichen Fall bei den elektrischen Thermobatterien. Man wird durch dieselben einen Strom von gleicher elektromotorischer Kraft erzielen, gleichviel ob man die einen Löthstellen stärker erwärmt und dafür die anderen entgegengesetzten schwächer abkühlt, oder umgekehrt die ersteren minder erwärmt, die letzteren aber unter Einhaltung derselben Temperatursdifferenz stärker kühlt. Ebenso wird auch im vorliegenden Falle nicht so sehr die Erwärmung an sich, als vielmehr die Erwärmungsdifferenz in den zusammengehörigen Windlagen des Ober- und Unterwindes die Stärke des Windes bedingen.

So sonderbar dieser Ausspruch auch im ersten Augenblicke klingen möge, so lässt sich die Wahrheit desselben leicht nachweisen, wenn man den vollen Rundgang eines Lufttheilchens innerhalb eines Windsystems betrachtet. Während des Tages wird das Theilchen im Unterwinde nach Gl. 27) durch die Erwärmung nicht blos eine höhere Temperatur gewinnen, sondern auch eine dieser Temperaturszunahme entsprechende Arbeit leisten. Nun wollen wir für einen Moment annehmen, das Theilchen werde, nachdem es in den Oberwind eingetreten, nicht mehr erwärmt (jedenfalls ist diese Erwärmung der höchsten Windlagen unbeträchtlich, wenn sie mit jener im Unterwinde verglichen wird). Setzen wir hiernach in unserer letzten Formel 28) für den Oberwind $Q = 0$, so restirt $c (t - t_0) = \frac{A\sigma}{2g} (v^3 - v_0^3)$, d. h. das Theilchen verwandelt jetzt jenen Theil der Wärme, der früher zur Temperaturserhöhung gedient hat, in Arbeit. Nachdem es zuletzt in die betreffende Windlage des Maximums wieder herabgestiegen, hat es anderseits genau dasjenige an

Wärme zurückgewonnen, was es früher beim Aufsteigen an Erhebungswärme verbraucht hat; daher muss sich das Lufttheilchen jetzt nach Vollendung seines einmaligen Rundlaufes genau in jenem Wärmezustande befinden, wie bei Beginn desselben, somit alle Wärme, die es im Unterwinde gewonnen, in Arbeit verwandelt haben.

Der Umstand, dass das Theilchen während dieses Rundlaufes sich ausgedehnt und wieder zusammengezogen hat, beeinträchtigt unseren Schluss nicht im Geringsten, weil nach Gl. 22) § 12 die Volumensänderungen desselben, nachdem es sein anfängliches Volumen wieder angenommen, keinen Arbeitsaufwand erfordern.

Hätten die Lufttheilchen, während sie im Oberwinde verweilten, Wärme aufgenommen, so würde der Wind zwar geschwächt worden, dafür aber die Theilchen entsprechend wärmer am Ausgangspunkt angelangt sein; hätten sie dagegen daselbst Wärme verloren, so würde der Wind verstärkt worden sein, die Theilchen aber zuletzt entsprechend an Temperatur verloren haben.

Besässe der Oberwind nicht die Eigenschaft, auf Kosten seiner Wärme den Gang der Winde zu erhalten, so würden die Winde Nachts nicht blos schwächer werden, sondern sie müssten bald nach Sonnenuntergang gänzlich aufhören, so wie ein Schwungrad, welches lebendige Kraft abzugeben hat, ohne dass ihm solche zugeführt wird, alsbald zum Stillstande gelangt.

Alles zusammen genommen, können wir also folgende Sätze aussprechen:

Ein Erwärmungswinkel $< 90^0$ würde für sich allein zur Erzeugung der Winde nicht ausreichen, wenn sich ihm nicht gleichzeitig ein Erwärmungs- (beziehungsweise ein Abkühlungs-) Unterschied zwischen den Windlagen des Ober- und Unterwindes beigesellen würde; und

alle Wärme, welche die Lufttheilchen im Unterwinde, abzüglich jener im Oberwinde, gewinnen, sowie jene Wärme, welche sie im Oberwinde, abzüglich jener im Unterwinde, verlieren, wird in Arbeit verwandelt,

und der schliessliche Ueberschuss oder Abgang an Wärme drückt sich zuletzt in der Temperatur der Lufttheilchen aus.

Freiwillig und gleichsam aus eigenem inneren Triebe würde sich der Wind freilich nicht herbeilassen, nach Aufhören der Insolation sich selbst auf Kosten seiner eigenen Wärme im Gange zu erhalten; allein man wolle bedenken, dass die Wirkung der dem Windsysteme angehörigen Depressionen und Maxima auch Nachts, wenn auch in abgeschwächtem Zustande, fortdauert und derart die Winde zur Fortdauer, folglich auch die Oberwinde zur Abgabe eigener Wärme gleichsam gezwungen werden.

Es begreift sich nun wohl auch, weshalb im Allgemeinen die Nachtwinde minder stark sind als die Tagwinde; werden doch die ihnen zugehörigen Depressionen, welche den Maximis gegenüber doch nur in Folge stärkerer Erwärmung existiren, Nachts in einen Zustand der Ausstrahlung versetzt, die um so stärker ist, je stärker des Tags ihre Erwärmung gewesen. Auch das verschiedene Verhalten der Nachtwinde findet wohl hierin seine Erklärung; denn es muss dasselbe der differirenden Ausstrahlung halber sich sehr verschieden gestalten, je nachdem die Minima und Maxima, die miteinander die Winde tauschen, sämmtlich auf dem Lande oder auf dem Meere, oder aber theils dort, theils hier sich befinden. Auch die Breitendifferenz der zum Winde gehörigen Störungen muss hiebei einigermassen ausschlaggebend sein, weil die nächtliche Ausstrahlung der Depressionen, ebenso wie ihre Erwärmung während des Tages bei gleicher Bodenbeschaffenheit äquatorwärts zunimmt.

Dem früher aufgestellten Satze und der Gl. 27) zufolge müssen die Tagwinde der untersten Windlagen, welche mit den obersten Windlagen des Oberwindes correspondiren, umsomehr an Geschwindigkeit gewinnen, je stärker jene gegen diese insolirt werden. Hieraus ergibt sich aber auch, dass hier um die Mittagszeit herum im Grossen und Ganzen die Geschwindigkeit der Winde aller Richtungen ein Maximum erreichen, am Vormittage aber und am Abende entsprechend kleiner sein müsse. Dr. J. Hann hat dies auch in einem sehr ausführlichen, in der Akademie der Wissenschaften zu Wien gehaltenen Vor-

trage nachgewiesen. (M. s. deren Sitzungsber. Jänner 1879, Bd. LXXIX.)

Da aber den höheren Windlagen des Unterwindes immer tiefer liegende des Oberwindes entsprechen, so wird auch der Unterschied in der Insolation der zusammengehörigen Windlagen (von dem Verhalten der Wasserdämpfe vorläufig ganz abgesehen) nach oben hin fortwährend abnehmen und in der Nähe der Neutralfläche fast Null sein. Nun wissen wir aber, dass sich die Curve der absoluten Feuchtigkeit im Thale um die Mittagszeit einsenkt, auf den Bergen aber dem Sinne der Wärmecurve folgt, was offenbar ein lebhafteres Emporsteigen der Wasserdämpfe um die Mittagszeit herum andeutet. Die Wasserdämpfe aber sind es vornehmlich, welche die Wärmeabsorption der Luft herbeiführen und befördern, und so kann es leicht geschehen und dürfte sogar als Regel angesehen werden, dass die unteren und mittleren Windlagen des Oberwindes gegen Mittag an Wasserdämpfen relativ reicher geworden, nunmehr stärker insolirt werden, als die correspondirenden Windlagen des Unterwindes. Wenigstens glauben wir uns hiernach den Umstand erklären zu können, dass nach Dr. Gust. Hellmann's Angabe (m. s. österr. meteor. Zeitschr., Bd. X, S. 310) die grosse Mehrzahl der beobachteten Fälle für grössere Höhen einen umgekehrten täglichen Gang der Windgeschwindigkeit ergebe.

In dem früher genannten Vortrage hat Dr. J. Hann für Wien auch nachgewiesen, dass die durchschnittliche Häufigkeit der Winde gleichsam dem Gange eines Uhrzeigers folge und es dürfte dies — im Allgemeinen wenigstens — ebenfalls unschwer zu erklären sein. Im § 4 wurde dargethan, dass der Entstehung eines Windes eine Spannung in dessen Windlagen vorausgehen müsse, welcher erst dann eine Bewegung nachfolgen kann, wenn sie die entgegenstehenden Hindernisse zu überwinden vermag.

Alle Winde nun, welche sich in einem solchen statu nascenti befinden, werden bei Insolation einer genügend grossen Area aufspringen und insolange andauern, bis dieselbe wieder entsprechend abnimmt; Morgens also die östlicheren, Mittags die südlicheren und Abends die westlicheren Winde. Nachts aber wird die Ausstrahlung der südlicheren Gegenden eine stärkere sein, als jene der nördlichen, folglich betreffs der Belebung

der Winde auch eine umgekehrte Wirkung üben, wie um die Mittagsstunde herum. Wahrscheinlich gilt dies Gesetz für das Innere aller Continente der nördlichen Halbkugel, während der Fortgang der Windfrequenz auf der südlichen Hemisphäre dem Uhrzeigergange entgegengesetzt sein dürfte.

Betreffs der Winddrehung, im Sinne des Dove'schen Gesetzes*) verstanden, ergibt sich aber aus unseren Betrachtungen Folgendes: Wächst die Geschwindigkeit eines tiefgelegenen einströmenden Windes in Folge wachsender Insolation seiner Windlagen, so muss sich nach Formel 21) § 12 — da die Dichte s für jede Isostere eine constante ist — auch der Kreuzungswinkel mit derselben verringern, bei abnehmender Insolation aber wieder vergrössern. Hieraus folgt für tiefere Winde Vormittags positive Drehung derselben (d. h. eine solche im Sinne des Uhrzeigerganges) und Nachmittags eine negative. In höheren Windlagen aber werden, da hier die Geschwindigkeitsänderung dem Früheren zufolge einen verkehrten Gang gegen unten befolgt, unserer Formel gemäss auch die Drehungen des Windes im umgekehrten Sinne erfolgen müssen. Hiemit stimmen auch die Ansichten und Erhebungen Dr. A. Sprung's und Dr. J. Hann's überein. (M. s. österr. meteor. Zeitschr. Bd. XVI, S. 419, und Sitzungsber. d. Wiener Akademie d. Wissensch. Octoberh. 1878.)

Wir müssen jedoch ausdrücklich beifügen, dass unsere Formel für ausströmende Winde, d. h. für Winde in Nähe eines unteren Maximums betreffs der Drehung des tiefsten Windes nach der Tageszeit ein dem eben ausgesprochenen verkehrtes Resultat liefert.

Sehr merkwürdig sind die Folgerungen, welche sich aus unseren bisherigen Betrachtungen für emporsteigende feuchte Luftströme ergeben.

Da jene Arbeit und Wärme, welche auf Hebung der Lufttheilchen verwendet wurde, später beim Herabsteigen derselben wieder zurückgewonnen wird, so muss dem Früheren zufolge jene latente Dampfwärme, welche bei der Wolkenbildung noch vom Unterwinde aufgenommen wird, den Wind beschleunigen, der andere Theil derselben aber, welcher an den Oberwind ab-

*) Dasselbe sollen nach J. C. Poggendorf schon Aristoteles und Plinius ausgesprochen haben.

gegeben wird, denselben verzögern. Der erstere Theil der latenten Wärme wird also nach Gl. 27) den Unterwind theilweise erwärmen, theilweise ihn beschleunigen. Würde sich nun alle Feuchtigkeit im Unterwinde und gar keine mehr im Oberwinde ausscheiden, so würde auch noch jener Theil, welcher im Unterwinde die Temperaturserhöhung bewirkte, innerhalb des Oberwindes in Arbeit, folglich schliesslich die gesammte latente Wärme in Arbeit umgesetzt werden. Finden aber auch im Oberwinde Wolkenausscheidungen statt, empfängt er also ebenfalls latente Wärme, so wird diese letztere nach Gl. 28) zwar ebenfalls theilweise auf Erwärmung des Windes und theilweise auf Arbeitsleistung verwendet, die letztere wird aber dem Zeichen nach der Arbeit der latenten Wärme im Unterwinde entgegengesetzt sein, folglich in einer Strömungsverzögerung bestehen.

In Rücksicht aller dieser Umstände können wir daher folgenden Satz aussprechen:

Scheidet sich die latente Dampfwärme im Ober- und Unterwinde gleichmässig aus, so wirkt sie nur auf Temperaturserhöhung des Windes und leistet keine Arbeit; im Gegenfalle wirkt die Differenz der ausgeschiedenen Wärme auf Beschleunigung oder Verzögerung des Windes, je nachdem sich davon mehr im Unter- oder mehr im Oberwinde ausgeschieden hat. Der Rest derselben aber wirkt auf Temperatursänderung des Windes.

Wenn also nach Berichten der Reisenden und der Schiffsbücher der Passat auf dem Lande und dem Meere ein ganz verschiedenes Verhalten zeigt, so wäre dies nach unserer Theorie ganz begreiflich. Auf dem Lande entspricht dasselbe ganz der Insolation der Luftschichten; der Passat weht am heftigsten zu Mittag, gelinder Morgens und Abends und ist fast ruhig des Nachts. Auf dem Meere dagegen weicht seine Stärke Nachts wenig von jener am Tage ab und ist nach Mühry Mittags sogar geringer als Morgens und Abends. Es erklärt sich dies sehr einfach durch das Verhalten der Wasserdämpfe, welche Tags und namentlich Mittags viel höher sich erheben als Nachts, weil ihnen die Insolation die erforderliche Hebungswärme hiezu liefert. Sie gelangen also am Tage und namentlich Mittags in

reichlicherem Masse in die Region des Oberwindes und wirken derart hemmend, aber zugleich auch erwärmend auf den gesammten Wind; Nachts aber condensiren sie sich vornehmlich innerhalb des Unterwindes und fördern daher die Bewegung des Windes.

Auch in höheren Breiten ereignen sich ähnliche Fälle. Stärkere, aus südlichen Gegenden kommende Winde bringen uns in der Regel Regen. Allerdings hemmt die sich bildende Wolkendecke einigermassen die Insolation der unteren Windlagen; dessenungeachtet sollte man aber erwarten, dass bei der vielen freiwerdenden latenten Wärme, wenn sie wirklich sämmtlich der Bewegung des Windes zu gute käme, dieser allmälig stärker und stärker werden sollte. Allein wir sehen meist gerade das Umgekehrte; mit Eintritt des Regens legt sich gewöhnlich der Wind, weil die freiwerdende latente Wärme sich zumeist innerhalb des Oberwindes entbindet und derart die Bewegung des gesammten Windes hemmt, während sie ihn gleichzeitig erwärmt.

§ 18. Atmosphärische Gezeiten.

Es ist geradezu undenkbar, dass die wechselnden Stellungen der Sonne und des Mondes, da sie so bedeutende Bewegungen des Meeres hervorbringen, auf die Atmosphäre, welche doch um Vieles dünner und beweglicher und jenen Himmelskörpern theilweise auch näher gerückt ist, gänzlich ohne Einfluss sein sollten.

Wir wollen aber aus Gründen, welche im Laufe der Untersuchung sich ergeben werden, vorläufig nur auf die Sonne Rücksicht nehmen und der Einwirkung des Mondes erst zuletzt gedenken.

Wir denken uns vorläufig die Erde auch ohne Drehung und die Fluthwirkung der Sonne mit einem Male eintretend. Durch die Einwirkung der Gravitation derselben werden die Theilchen der Atmosphäre, welche die Sonne im Zenith haben, verglichen mit den übrigen von gleicher Höhe, am stärksten angezogen, in grösserer Entfernung also wird diese Anziehung immer schwächer werden. Die Bewegung, welche derart bei plötzlichem Beginne der solaren Fluthwirkung eintreten würde, ergäbe eine Zenithfluth, und gegenüber würde sich in ähnlicher Weise eine Nadirfluth bilden.

Würden sich nun beiderseits alle Lufttheilchen nach der ganzen Höhe der Atmosphäre erheben, so müsste für jedes derselben die bewegende Kraft stetig wachsen, weil mit dieser Erhebung zenithseits eine fortwährende Zunahme der Anziehungskraft der Sonne mit gleichzeitiger stetiger Abnahme jener der Erde verbunden wäre, nadirseits aber bei dieser Erhebung die Abnahme der von der Sonne ausgehenden Anziehungskraft weit weniger betragen würde, als jener, welche von der Erde ausgeht. Hiernach würde sich also eine dauernde Bewegung der Luft in Richtung nach der Sonne und in entgegengesetzter Richtung herausbilden und diese müsste die Erde alsbald ihrer Atmosphäre berauben.

Es können mithin die atmosphärischen Gezeiten in der Form nicht mit jener des Meeres übereinstimmen, d. h. es kann die Atmosphäre, als begrenzt gedacht, nicht zwei Fluthwellen mit einem dazwischenliegenden Ebbegürtel bilden, sondern dieselben müssen in anderer Gestalt auftreten.

Bei der Meeresfluthwelle ist es offenbar die hydrostatische Druckhöhe derselben gegenüber dem Wellenthal der Ebbe, welche ihrer Höhe Grenzen setzt und sie normirt; ebenso muss auch bei der atmosphärischen Fluth den mehr und mehr aufsteigenden Lufttheilchen sich ein stetig wachsender Widerstand entgegenstellen, welcher ihrer Bewegung zuletzt ein Ende macht und das Gleichgewicht herbeiführt.

Durch diese Schlussfolge werden wir nothwendig zu der Annahme geführt, dass die Fluthwirkung der Sonne sowohl zenith- wie nadirseits in der Hervorbringung einer negativen Störung, also einer solchen mit unterem Minimo und oberem Maximo bestehen müsse, welche beiderseits rings um die Verbindungslinie zwischen Erde und Sonne auf etwa 45° herumreicht, und zwischen welchen sich, der Ebbe entsprechend, ein positiver Störungsgürtel von etwa 90° Breite befindet; letzteres deshalb, weil sich einem früheren Satze zufolge (Mühry's Compensationsgesetz für Störungen im § 7) die Störungen innerhalb jeder zur Erdoberfläche concentrischen Luftschicht ausgleichen, d. h. in ihren Wirkungen auf die jeweilige mittlere Luftdichte gegenseitig aufheben müssen.

Die stärkste Verdünnung der untersten Luftschichten müsste mithin bei stillstehender Erde in der Richtungslinie zwischen dieser und der Sonne, die stärkste Verdichtung aber längs eines grössten Kreises der Erdoberfläche eintreten, welcher senkrecht auf jener Richtungslinie steht.

In dem täglichen Barometergange finden wir nun wirklich die atmosphärischen Gezeiten durch zwei Minima und zwei Maxima der unteren Luftschichten ausgeprägt, nur weichen die Wendezeiten beträchtlich von jenen ab, welche sie bei ruhender Erde einhalten würden. Es ist dies auch leicht erklärlich. Denken wir uns die Erde in Rotation versetzt, so kann die Linie der stärksten unteren Verdünnung deshalb nicht mehr mit der Richtungslinie zwischen Erde und Sonne zusammenfallen, weil die Hebung der unteren Lufttheilchen eine gewisse Zeit beansprucht und sich diese Geschwindigkeit mit jener der örtlichen Erdrotation zu einer resultirenden Geschwindigkeit zusammensetzt, welche ebenso wie bei der Meeresfluth eine Verspätung der Erscheinung im Gefolge hat.

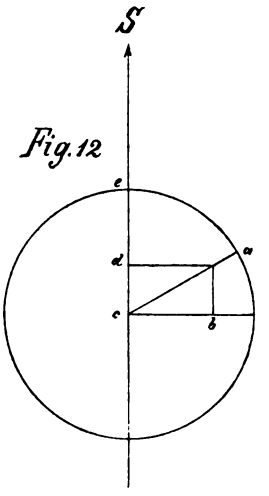


Fig. 12

Es stelle die beistehende Fig. 12 den Parallelkreis eines Ortes a, dann c dessen Mittelpunkt und cS die Richtung gegen die Sonne vor. Nimmt man die aufeinander senkrechten Linien cb und cd beziehungsweise proportional zur Rotationsgeschwindigkeit von a und zur Projection jener Geschwindigkeit, mit welcher die Lufttheilchen bei der Bildung des unteren Minimums aufsteigen, so gibt nach Construction des Rechteckes bd der Bogen ea, in Zeit ausgedrückt, die Verspätung der Zenithfluth. Da nun diese Zeit bekanntlich bei 4 Stunden beträgt, und, wie leicht nachzuweisen, das Verhältniss zwischen cb und cd für alle Breiten theoretisch dasselbe verbleibt, so kann man auch sagen, dass die Geschwindigkeit des Aufsteigens der Lufttheilchen bei Bildung eines unteren Fluthminimums etwas geringer ist, als die Rotationsgeschwindigkeit eines Ortes am Aequator. Zugleich ergibt sich aus dieser Betrachtung, dass die geogra-

phische Breite auf die Wendestunden der Gezeiten keinen Einfluss übe.

Bei eingehenderem Studium der Curven, welche den täglichen Barometergang verschiedener Orte der Erde darstellen, erkennt man alsbald, dass dieselben nicht blos das Ergebniss der atmosphärischen Gezeiten sein können, sondern dass noch eine andere Ursache hiebei mitwirkend sein müsse; und es drängt sich sogleich von selbst die Ueberzeugung auf, dass dies nur der Wärmedruck, d. h. jener Antheil des barometrischen Druckes sein könne, welcher ausschliesslich auf Rechnung des täglichen Thermometerganges zu setzen kommt und nach § 8 in den tieferen Luftlagen einen zu letzterem verkehrten Gang einhält. Die Einwirkung des Mondes dagegen wird bei solchen Curven, welche den mittleren täglichen Barometergang für einen oder mehrere Monate darstellen, selbstverständlich in Ausfall kommen.

Ueber diese Umstände kann man sich am besten Ueberzeugung holen, wenn man den Barometer- und Thermometergang eines unfern des Aequators gelegenen Ortes zum Substrat der Betrachtung wählt, weil hier bekanntlich die täglichen Barometeränderungen am stärksten, die täglichen Abweichungen am Thermometer aber am geringsten sind, folglich die reine Gezeitencurve in zutreffendster und ausgeprägtester Weise erhalten werden kann. Es wurde daher die beistehende Fig. 13 für das Jahresmittel nach jenen Erhebungen construirt, welche unter Leitung des Dr. P. A. Bergsma zu Batavia in den Jahren 1869 bis 1875 gemacht und in den „Observations made at the Magnetical and Meteorological Observatory at Batavia" Vol. II und III veröffentlicht wurden.

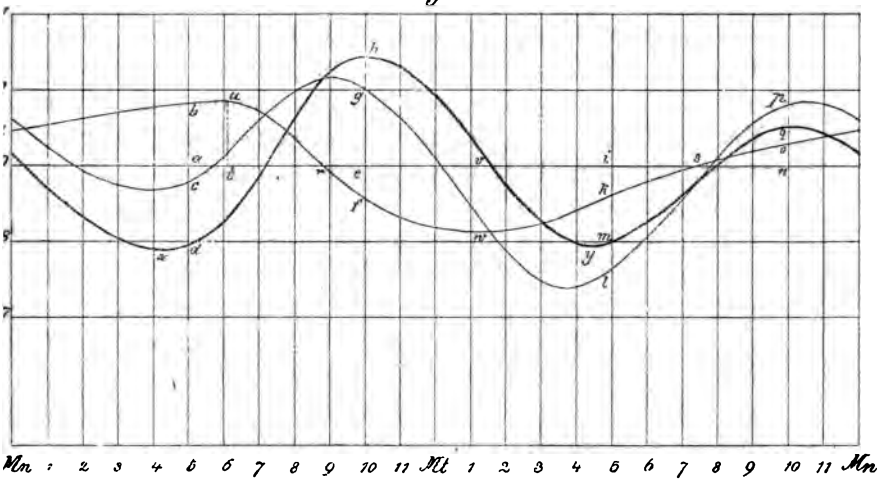
Die Curve *cglp* stellt den durchschnittlichen täglichen Gang des Barometers in Batavia, die Curve *bfko* aber jenen Theil desselben vor, welcher lediglich durch die Veränderung im Thermometerstande bewirkt wird; die letztere wollen wir daher in Zukunft die Wärmedruck-Curve benennen. Sie wird aus der Formel 10) § 8 erhalten, wenn man in derselben den passenden Werth für β einsetzt.

Für die Wahl von β hatten wir in dem vorliegenden Falle den einzigen Anhaltspunkt, dass die beiden barometrischen

Minima der reinen Gezeiten-Curve, welche den beiden atmosphärischen Fluthen entsprechen, bei dem Umstande, als der Erdhalbmesser seiner Grösse nach gegen die Entfernung zwischen Erde und Sonne numerisch verschwindet, nicht merkbar von einander abweichen können.

Ueberträgt man nun die Abstände der Wärmedruck-Curve von der mit 759 bezeichneten Abscissenlinie innerhalb derselben Ordinaten auf die zugehörigen Punkte der barometrischen Tagescurve, jedoch nach der entgegengesetzten Richtung, also *ab* nach *cd*, *ef* nach *gh*, *ik* nach *lm*, *no* nach *pq* u. s. w., und verbindet man die so erhaltenen Punkte durch eine stetige

Fig. 13



Curve *dhmq*, so wird diese letztere die reine Gezeiten-Curve darstellen, deren nähere Betrachtung die Ueberzeugung gewährt, dass in der That die Wärmedruck-Curve als Correctiv gedient habe; denn die nächtliche Amplitüde, welche früher nur 0,4 der Tages-Amplitüde betrug, ist jetzt auf nahezu zwei Drittel der letzteren angewachsen und die Wendestunden erscheinen derart verschoben, dass sie nunmehr fast genau um je 6 Stunden von einander abliegen; insbesondere hat sich aber die Zeitdifferenz der Maxima des barometrischen Druckes um eine volle Stunde verbessert. Dagegen ist allerdings ihr Druckunterschied gewachsen, ein Beweis, dass die atmosphärische Tagesebbe von grösserer

Wirkung sei, als die nächtliche, folglich die Druckdifferenz im Ebbegürtel nicht gleichförmig vertheilt ist. Was auch die Ursache hievon sein möge, diese Thatsache ist jedenfalls vorhanden, weil sich dieselbe schon in der ursprünglichen barometrischen Tagescurve sehr deutlich ausprägt.

Noch eines Umstandes haben wir zu gedenken. Man kann aus der Figur entnehmen, dass fast die ganze Erhebung der Wärmedruck-Curve innerhalb der nächtlichen, und beinahe die ganze Einsenkung derselben innerhalb der Tages-Amplitüde gelegen sei. Da nun die beiden Extreme der Wärmedruck-Curve einander nahezu gleich sind, so wird auch die Summe der Tages- und Nacht-Amplitüde vor und nach der Correctur der Curve nahezu ungeändert bleiben, wovon man sich mit dem Zirkel überzeugen kann. Auch wenn die Extreme der Wärmedruck-Curve andere gewesen wären, und wenn selbst ihre Eminentiepunkte *u* und *w*, sowie die Durchschnitte *r* und *s* mit der Mittellinie etwas verschoben gedacht werden, wird der folgende Satz noch aufrecht bleiben; wir können daher aussprechen, dass die Summe der Tages- und Nacht-Amplitüde der barometrischen Curve unter derselben geographischen Breite durch den verschiedenen täglichen Gang der Wärme nicht merklich geändert werde.

Da es in den gewöhnlichen Fällen ausschliesslich die Wärmedruck-Curve ist, welche die Gezeiten-Curve deformirt, so müssen wir, ehe wir weitere Schlüsse wagen, vorerst über den Einfluss klar werden, welchen die geographische Lage eines Ortes und die Jahreszeit auf den Verlauf derselben ausüben. Ihre Hauptpunkte stimmen mit jenen des täglichen Temperaturganges überein; so entsprechen die Durchschnittspunkte *r* und *s* den Stunden der täglichen Mitteltemperatur, dann ihre grösste Erhebung bei *u* und ihre grösste Einsenkung bei *w* beziehungsweise jenen der geringsten und höchsten Tagestemperatur. Die Punkte *r* und *s* wirken bei einer Verrückung vornehmlich auf die Verschiebung der Wendestunden der barometrischen Tagescurve; die Höhenlage der Punkte *u* und *w* bestimmt dagegen vorzugsweise den Unterschied der Tag- und Nacht-Amplitüde.

Um nun aber den genauen Verlauf der jeweiligen Wärmedruck-Curve und vor Allem deren grösste Erhebung *tu* und

grösste Einsenkung vw, somit deren ganze Amplitüde $tu + vw$ kennen zu lernen, müssten wir vor Allem den jeweiligen Werth β der Gl. 10) § 8 genau wissen, während uns über denselben meist nur Vermuthungen zu Gebote stehen.

Bei gleicher geographischer Breite und zur selben Jahreszeit zeigt die Wärmecurve im Allgemeinen eine um so geringere Amplitüde, je näher der Ort am Meere liegt, und dasselbe muss demnach auch für die zugehörige Wärmedruck-Curve gelten. Ueberdies wird der Werth von β mit der mitgetheilten und insbesondere mit der absorbirten Wärme wachsen und letztere nimmt mit dem Wassergehalte der Luft zu. Es wird daher β für Küstenstationen grösser anzunehmen sein, als für continentale, und dies ist ein weiterer Grund, durch welchen der angezogenen Formel zufolge für erstere Stationen die Amplitüde der Wärmedruck-Curve stark herabgesetzt wird.

In geringeren Breiten ist die grössere von aussen aufgenommene Wärme ebenfalls thätig, die Amplitüde der Wärmedruck-Curve herabzusetzen; es wird also dieselbe im Allgemeinen gegen die Pole hin wachsen.

In den kälteren Monaten werden die Durchschnittspunkte r und s in der Linie der Mitteltemperatur näher zusammenrücken; gleichzeitig mit der Amplitüde der Wärmecurve wird auch jene der Wärmedruck-Curve entsprechend abnehmen und zwar werden diese Aenderungen um so bedeutender sein, je grösser die geographische Breite des Ortes ist.

Diese Betrachtungen setzen uns in die Lage, betreffs der zusammengesetzten barometrischen Tagescurve nachstehende Folgerungen zu ziehen.

Im Allgemeinen muss die Summe der Tag- und Nacht-Amplitüden vom Aequator gegen die Pole hin mehr und mehr abnehmen, weil die Entfernung der zugehörigen Orte von der Erdaxe fortwährend abnimmt und letztere die örtliche Intensität der Gezeiten vornehmlich bestimmt; an den Polen muss sie endlich gleich Null werden.

Unter gleicher Breite und zu verschiedenen Jahreszeiten können die Summen der Tag- und Nacht-Amplitüden niemals stark differiren, weil zu keiner Jahreszeit die grösste Erhebung

der täglichen Wärmedruck-Curve von ihrer grössten Einsenkung dem numerischen Werthe nach stark abweicht.

Die continental gelegenen Orte müssen bei gleicher geographischer Breite eine grössere Tages- und geringere Nachtamplitüde zeigen, als die an der Meeresküste gelegenen, weil der Wärmedruck-Curve der letzteren eine viel geringere Amplitüde zukommt; insbesondere auffällig muss aber dieser Unterschied sich zur wärmeren Jahreszeit gestalten, weil hier die Wärmedruck-Curven beider Oertlichkeiten die stärksten Abweichungen zeigen. Diese Unterschiede im täglichen Barometergange werden sich schon in der gemässigten Zone stark geltend machen, stärker aber noch in der kalten hervortreten. In der heissen Zone dagegen übt die Wärmedruck-Curve den geringsten Einfluss auf die Deformirung der Gezeiten-Curve, weil hier die jährlichen und insbesondere die täglichen Schwankungen des Thermometers die geringsten Werthe besitzen.

Wenn die Amplitüde der barometrischen Tagescurve zu- oder abnimmt, werden sich auch die zugehörigen Maxima und Minima in der Regel in demselben Sinne ändern müssen; was aber die Werthsveränderungen derselben betrifft, so muss hiebei jedenfalls das nächtliche Minimum der Gezeiten-Curve am meisten betroffen werden, weil demselben nach Fig. 13 die stärkste Erhebung der Wärmedruck-Curve bei u gegenüberliegt, während die übrigen Erhebungen und Einsenkungen der beiden genannten Curven keine solchen Gegenüberstellungen mehr zeigen.

Deshalb sehen wir das nächtliche Minimum je nach Jahreszeit und geographischer Breite sich am meisten ändern; und selbst in Nähe des Aequators ist dies schon merkbar; denn während nach Bergsma die übrigen Extreme des täglichen Barometerganges in Batavia mit wachsender Declination der Sonne abnehmen, vermehrt sich das nächtliche Minimum, und zwar einfach deshalb, weil hiebei auch die Amplitüde der Wärme- und zugehörigen Wärmedruck-Curve ($tu + rw$ der Fig. 13) abnimmt, und gleichzeitig auch die Durchschnittspunkte r und s sich entsprechend verschieben. Je grösser aber die Breite, umsomehr muss sich die Wandelbarkeit im Werthe des nächtlichen Minimums nach der Jahreszeit und zwar zunächst für continentale Stationen ausprägen.

Die Wendestunden werden sich in der heissen Zone am wenigsten ändern, weil hier die Differenz zwischen der Dauer von Tag und Nacht niemals bedeutend ist. Je grösser aber die geographische Breite eines Ortes, umsomehr müssen wegen des wachsenden Unterschiedes zwischen den Tag- und Nachtbögen und zwar zunächst die Tages-Wendestunden sich ändern; im Winter, wo die Distanz $r s$ viel geringer ist, müssen sie weiter gegen Mittag zusammen-, im Sommer aber weiter auseinanderrücken.

Im Uebrigen aber kann der Verlauf der Wärmedruck-Curve von w über k bis in die Nähe von o, da er wenig von einer Geraden abweicht, auf die Verschiebung der hier eintreffenden Wendestunden nur geringen Einfluss üben; daher werden sich auch die Stunde des nachmittägigen Minimums und jene des darauffolgenden Maximums im Allgemeinen constanter als die übrigen Wendestunden bewähren.

Von z über u und f bis w erscheint jedoch die Wärmedruck-Curve theils über, theils unter der Mittellinie und zeigt eine S-förmige Gestalt; und der absteigende Theil derselben ändert sich nicht nur nach Breite und Jahreszeit, sondern auch nach der mehr oder weniger continentalen Lage des Ortes. Der Vergleich von Wärmecurven continentaler und maritimer Stationen bei annähernd gleicher geographischer Breite zeigt auch neben der geringeren Amplitüde der letzteren Stationen eine Verschiebung des Durchschnittspunktes r nach rechts, und hiernach müssen sich die Wendestunden des Nacht-Minimums und Tag-Maximums in Nähe des Meeres entsprechend verspäten. Eine ähnliche Verrückung des Punktes r nach rechts zeigen im Winter auch die Wärmecurven (und daher auch die Wärmedruck-Curven) von Orten höherer Breite, wenn sie mit solchen von Orten geringerer Breite verglichen werden; es wird daher auch für erstere eine ähnliche Verspätung der genannten Wendestunden eintreten, wie im früheren Falle.

Für die südliche Hemisphäre ist endlich zu erwarten, dass bei gleicher geographischer Breite und unter sonstig ähnlichen Verhältnissen der Ortslage die Abweichungen von der reinen Gezeiten-Curve geringer sein werden, als auf der nördlichen Halbkugel, weil bei dem vorherrschend maritimen Charakter der

ersteren auch die Amplitüden der Wärmedruck-Curven entsprechend kleiner sein werden.

Vergleicht man diese aus unserer Theorie fliessenden Folgerungen mit den Erbebungen, wie sie von A. Buchan in den Transactions of the R. Society of Edinburgh, Vol. XXVII, und von M. Rykatchew im Petersburger Repertorium für Meteorologie, Bd. VI, Nr. 10 aufgeführt erscheinen, so wird man zugeben müssen, dass sich die Haupterscheinungen des täglichen Barometerganges an den verschiedenen Punkten der Erde (und zwar selbstverständlich zunächst für die untersten Luftschichten) in sehr ungesuchter Weise aus derselben erklären lassen, und dass diese Uebereinstimmung eine zu vielseitige und zu genau zutreffende sei, um unserer Theorie nicht den Vorrang vor den bisherigen Hypothesen einzuräumen. Die verhältnissmässig wenigen Erscheinungen, welche etwa noch räthselhaft verbleiben, dürften sich ebenfalls aufklären, wenn man einmal in der Lage sein wird, den Werth von β, welcher auf die Gestalt der Wärmedruckcurve einen so bedeutenden Einfluss übt, nach Ort und Zeit annähernd richtig zu treffen, und überdies noch eine dritte barometrische Curve, wenn eine solche in's Spiel kommen sollte, den beiden anderen beizugeben. Hiebei wollen wir keineswegs der von uns in Fig. 13 beliebten Construction der Wärmedruck-Curve das Wort reden, zu der wir nur in Ermanglung aller anderen Anhaltspunkte griffen; denn es bleibt immerhin noch eine offene Frage, ob die solare Zenith- und Nadirfluth wirklich eine gleichmässige Verdünnung der unteren Luft schaffe, und hiezu gesellt sich noch die weitere Frage, ob nicht der Werth von β für denselben Ort nicht blos nach Jahreszeit und Witterung, sondern auch noch nach der Tageszeit veränderlich sei?

Wir erwähnten eben, dass möglicherweise noch eine dritte barometrische Druckcurve mit den beiden früher erwähnten in Concurrenz treten könne. Dieser Fall tritt beispielsweise in und nächst der Wendekreis-Calmen ein. Hier strömt die Luft je nach der Tages- und Jahreszeit und Witterung mit verschiedener verticaler Geschwindigkeit zum Erdboden nieder und gibt hiedurch Anlass zur Bildung einer dritten Curve, deren positive Ordinaten durch die Barometer-Abweichungen bestimmt werden,

welche — verglichen mit dem jeweiligen Mittelwerthe — den grösseren Strömungsgeschwindigkeiten entsprechen, während die negativen Ordinaten mit den kleineren Geschwindigkeiten correspondiren.

Ein plötzliches Nachlassen der Strömungsgeschwindigkeit bald nach Mitternacht von nicht zu langer Dauer würde für jene Gegenden das dritte (nächtliche) Minimum recht gut erklären, und das dritte Maximum Rykatchew's wäre hievon die unmittelbare Folge. Das Eintreten beider Erscheinungen zur Winterszeit liesse sich aber durch den Umstand erklären, dass zu dieser Jahreszeit die Wärmedruck-Curve eine wesentlich und auch die Gezeiten-Curve eine etwas kleinere Amplitüde besitzt, und daher das Minimum der dritten Curve besser wahrgenommen werde. Wir vindiciren aber diesem letzten Erklärungsversuche selbst nur den Werth einer Hypothese.

Sehr merkwürdig gestaltet sich der Barometergang auf Bergen. Nimmt man hiefür $\beta > 0{,}5$ und zwar um so grösser, je bedeutender die Höhe ist, so erhält man nach Formel 10) § 8 den Lauf der Wärmedruck-Curve im verkehrten Sinne, d. h. wo für die unteren Luftschichten sich früher eine Erhebung der Curve ergab, erscheint jetzt eine Einsenkung und umgekehrt. Zieht man für die nunmehr zu machenden Folgerungen wieder die Fig. 13 zu Rathe, so ergeben sich für den Barometergang im Gebirge alle jene gemeinsamen Hauptmerkmale, welche Dr. J. Hann im XIV. Bd., S. 176 der österr. meteor. Zeitschr. als solche hervorhebt, nämlich die Verlegung des Hauptminimums auf 4^h—5^h *a. m.*, die Verspätung des vormittägigen Maximums und eine mit der Höhe zunehmende Abschwächung des Nachmittag-Minimums.

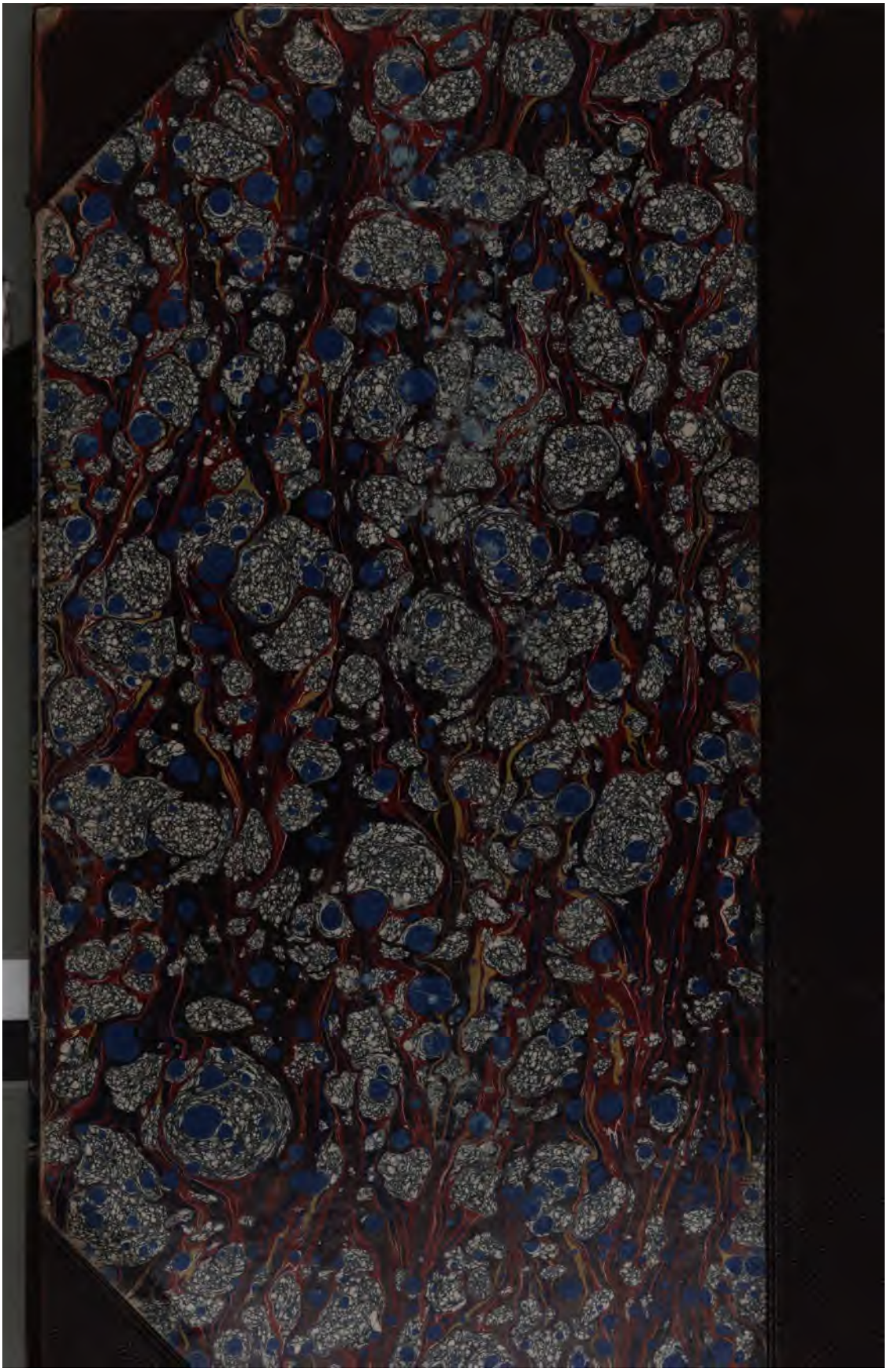
Erscheint nämlich an der Wärmedruck-Curve der Theil *zbr* abwärts statt aufwärts gebogen, so wird hiedurch das nächtliche Minimum bei *x*, Fig. 13, herab-, statt hinaufgeschoben; und nimmt man sohin auch den Zweig *rws* derselben, welcher bisher abwärts gewendet vorausgesetzt wurde, nunmehr aufwärts gebogen an, so wird hiedurch die Verschiebung der Wendestunde des vormittägigen Maximums weiter gegen Mittag hin, und gleichzeitig die Verringerung des nachmittägigen Minimums statt der früheren Vergrösserung desselben bewirkt.

Hieraus ergibt sich mit grösster Wahrscheinlichkeit, dass Thermometer und Barometer, welche (soweit letzteres lediglich nur durch Aenderungen in der Luftwärme beeinflusst wird) in den unteren Luftschichten einen verkehrten Gang zeigen, höher im Gebirge einen Gang in gleichem Sinne einhalten; und wenn wir nach der Ursache dieser merkwürdigen Erscheinung forschen, so dürfte dieselbe wohl zunächst in dem Umstande zu suchen sein, dass im Thale die Berührung zwischen der untersten Luftschicht und dem Boden nach einer ausgedehnten Fläche, im Gebirge dagegen, wo die horizontalen Luftschichten alsbald in die freie Atmosphäre hinausreichen, die Berührung zwischen Luft und Boden nur innerhalb einer sehr kleinen Area stattfindet. Bei Hochplateaux, welche nicht allzusehr von der horizontalen Lage abweichen, dürfte wieder das für Thäler und tiefere Ebenen giltige Gesetz platzgreifen, und es wäre gewiss von Interesse, hierüber Gewissheit zu erlangen.

Es wurde schon des Umstandes gedacht, dass bei barometrischen Tagescurven, welche als Durchschnitts - Curven längerer Zeiträume zu betrachten sind, die Wirkungen des Mondes auf die Atmosphäre sich eliminiren werden. Es ist aber völlig undenkbar, dass der Mond, dessen Einwirkung auf die Meeresfluth mehr als das Doppelte von jener der Sonne beträgt. auf den Gang des Barometers ganz ohne Einfluss sein sollte. Schon dem profanen Auge ist es auffällig, wie der Mond, oft lange vor seiner Culmination, einen theilweise bewölkten Himmel grossentheils reinfegt, was offenbar auf eine Verminderung der Luftdichte hinweist, hinreichend genug, um nach § 5 dem Wasserdampfe neuen Raum zu verschaffen und derart die Wolken gleichsam aufzusaugen.

Wissenschaftliche Erhebungen haben auch vielfach eine solche Einwirkung des Mondes auf die Atmosphäre constatirt, und wiederholt hat die österr. meteor. Zeitschr., so in Bd. IV, Nr. 24, Bd. XV, S. 142 u. s. w. hievon Kenntniss genommen. Schon Kreil (m. s. dessen astronomisch-meteorologisches Jahrbuch, I. Jahrg.) machte die Bemerkung, dass der Mond in der Atmosphäre zwei tägliche Maxima und Minima erzeuge, und dass die Wendestunden, in Mondzeit ausgedrückt, mit jenen

übereinstimmen, welche der tägliche Barometergang nach Sonnenzeit einhält. Da man aber in dem letzteren späterhin nicht mehr die Wirkung der solaren Gezeiten erkennen wollte, so wurden auch spätere Beobachtungen und Zusammenstellungen, welche den Einfluss des Mondes auf die Atmosphäre constatirten, in einer Form geboten, welche wenig geeignet war, um die hieraus zu ziehenden Schlüsse über den wahren Werth der atmosphärischen Mondesgezeiten spruchreif gestalten zu können.

Unseres Erachtens wäre hiebei etwa in folgender Weise vorzugehen. Es sollten die täglichen Barogramme einer grösseren Anzahl von Jahren nach Triaden derart geordnet werden, dass eine vollendete Mondesphase ungefähr in die Mitte jeder Triade fällt. Hierauf sollten die Barogramme jener Triaden, welche derselben Woche oder wenigstens derselben Monatshälfte jeden Jahres und zugleich derselben Mondesphase entsprechen, zusammengenommen und aus ihnen die mittlere barometrische Tagescurve oder wenigstens die mittlere Summe aller Tages- und Nacht-Amplitüden gebildet werden. Es müsste sich nun für die mittlere barometrische Tagescurve, welche den Syzygien und jene, welche den Quadraturen desselben Monates angehört, in der Summe der zugehörigen Tages- und Nacht Amplitüde ein merkbarer Unterschied herausstellen, welcher lediglich auf Rechnung der Einwirkung des Mondes käme, weil man wohl annehmen kann, dass innerhalb desselben Monates die Wärmedruckcurve annähernd die gleiche Gestalt beibehalten werde. Selbstredend würden sich hiefür vornehmlich Orte eignen, welche unfern dem Aequator liegen.

Druck von Wilhelm Köhler, Wien, VI. Mollardgasse 41.